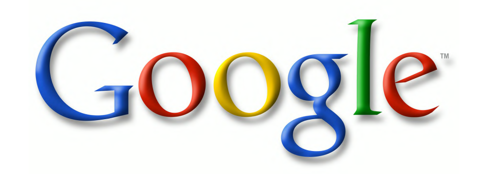
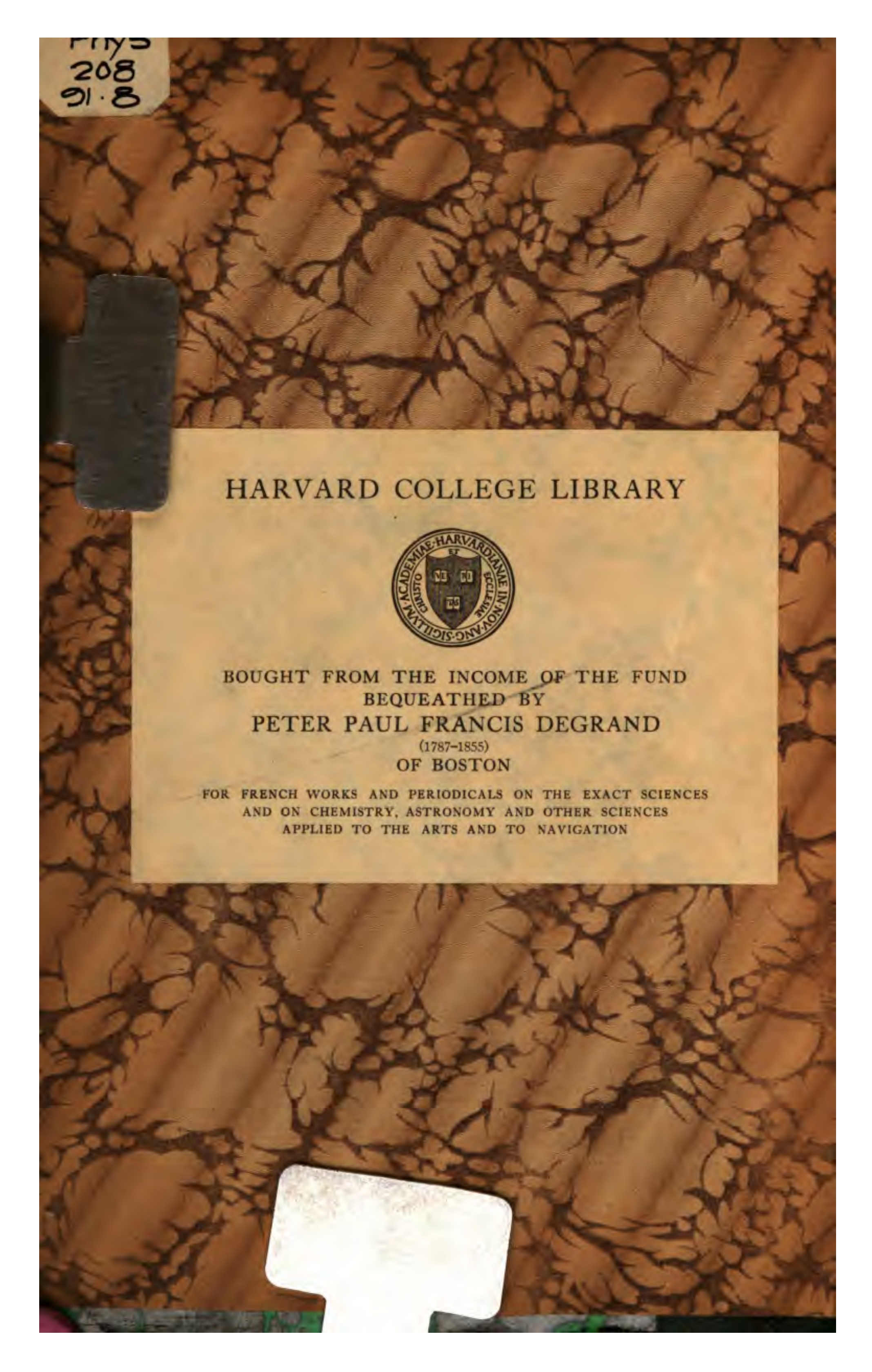
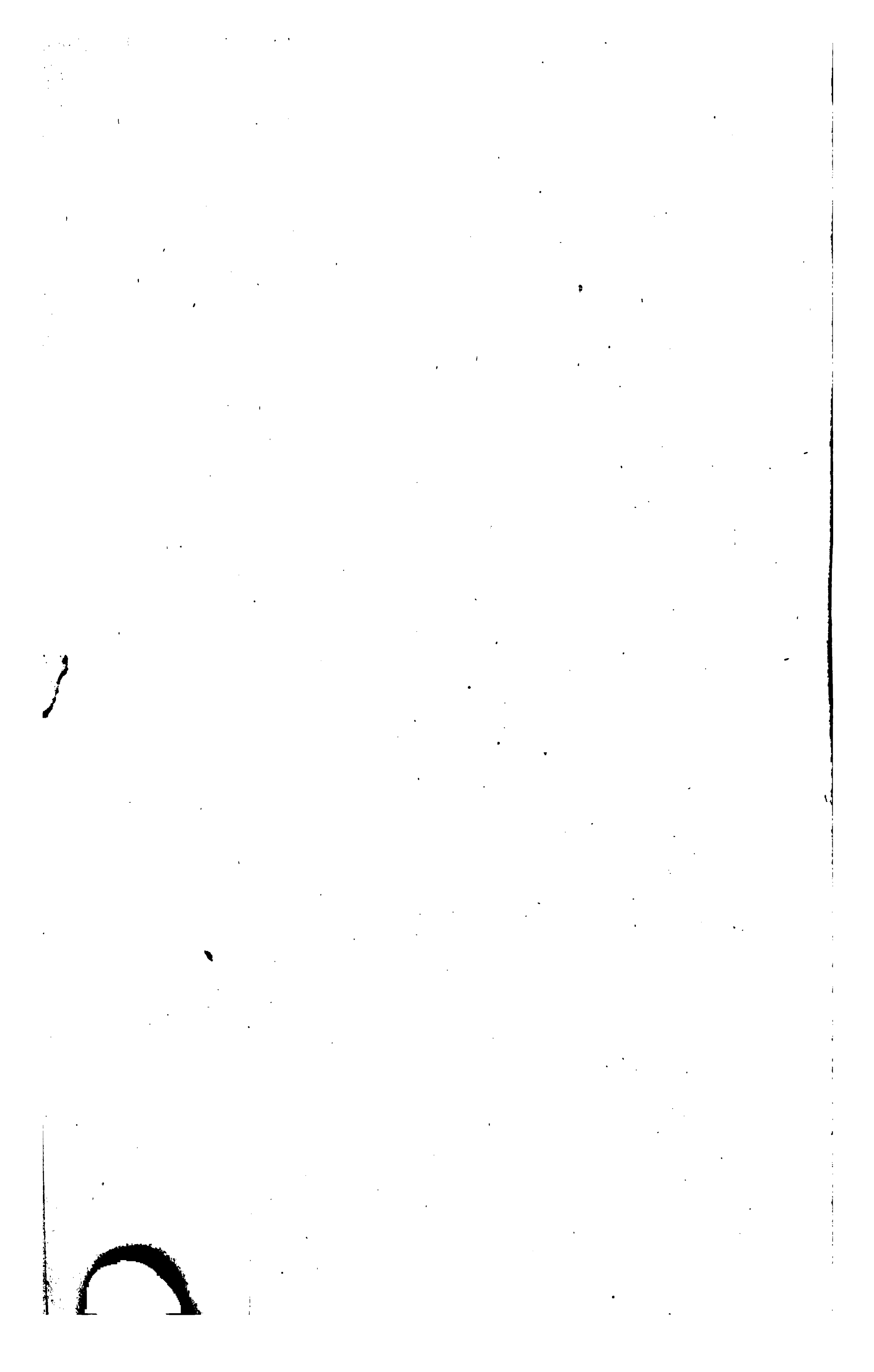

Google



Phys
208
91.8





COURS
DE PHYSIQUE
DE
L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.


ΕΙ Ο ΘΕΟΣ ΓΕΩΜΕΤΡΕΙ

COURS
DE PHYSIQUE
DE
L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

PAR M. J. JAMIN.

DEUXIÈME SUPPLÉMENT,

PAR

M. BOUTY,

Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.

PROGRÈS DE L'ÉLECTRICITÉ

(Oscillations hertziennes. — Rayons cathodiques et Rayons X).

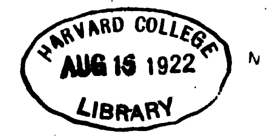
PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1899


HARVARD COLLEGE
AUG 15 1922
LIBRARY

COURS
DE PHYSIQUE
DE
L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.

PROGRÈS DE L'ÉLECTRICITÉ.

CHAPITRE I.

GÉNÉRALITÉS.

Théories mécaniques et théories physiques. — Phénomènes électrostatiques et électromagnétiques. — Localisation de l'énergie. — Rôle de l'éther dans la Physique moderne. — Théorie électromagnétique de la lumière.

THÉORIES MÉCANIQUES ET THÉORIES PHYSIQUES. — On dit qu'on a fait la théorie physique d'un ensemble de phénomènes quand on en a découvert les lois et qu'on a rattaché celles-ci à un certain nombre de définitions et de principes expérimentaux.

Parmi ces principes il en est quelques-uns, plus anciennement connus, qu'on nomme les *principes de la Mécanique;* ils suffisent à l'interprétation du jeu de tous les mécanismes visibles, abstraction faite des frottements.

Il est parfaitement légitime de chercher si en transportant les lois des mécanismes aux molécules dont on suppose communément les corps matériels formés, et à la faveur d'hypothèses convenables sur les mouvements invisibles de ces

molécules, on ne pourrait pas faire disparaître de la Science quelques-uns des principes expérimentaux considérés comme distincts. C'est ainsi qu'on a essayé d'interpréter mécaniquement les notions expérimentales de température et de quantité de chaleur, de façon à rattacher le principe de l'équivalence et le principe de Carnot aux principes de la Mécanique. A côté de la Thermodynamique, qui est la théorie physique des phénomènes thermiques, on a ainsi cherché à créer une théorie purement mécanique de la chaleur; on a même réussi à édifier une théorie des gaz, qui, à la faveur d'hypothèses plus ou moins plausibles sur la nature des mouvements moléculaires dont les gaz sont le siège, permet de rendre compte de leurs principales propriétés thermiques.

Les théories physiques ont en général le même degré de certitude que les principes expérimentaux sur lesquels elles se fondent. Les théories mécaniques sont arbitraires, car si un mode déterminé de mouvement des molécules peut rendre compte d'un ensemble de phénomènes, rien ne prouve qu'il n'existe pas d'autres modes de mouvements susceptibles d'expliquer les mêmes phénomènes : on peut même concevoir qu'il y en ait une infinité. Les théories mécaniques ne sont donc que de pures conceptions de l'esprit, et ne valent que par la simplicité des images qu'elles peuvent nous suggérer.

Est-il possible de constituer des théories mécaniques de *tous* les phénomènes physiques? Beaucoup de savants inclinent à le croire; d'autres supposent implicitement qu'il en est ainsi. En tous cas, on est très peu avancé dans cette voie et, notamment, il n'y a rien de fait en ce qui concerne les phénomènes électriques ou magnétiques auxquels ce fascicule est consacré.

PHÉNOMÈNES ÉLECTROSTATIQUES ET ÉLECTROMAGNÉTIQUES. — Ces phénomènes peuvent être envisagés sous un double point de vue, selon que l'on rattache les diverses grandeurs physiques qu'on a été amené à définir, soit à la quantité d'électricité ou à la quantité de magnétisme.

En l'absence d'une théorie mécanique, ces deux points de vue sont également légitimes, rien n'indiquant *a priori* si

la conception, au point de vue mécanique, d'une quantité d'électricité serait plus ou moins complexe que celle d'une quantité de magnétisme. Les deux sortes de grandeurs peuvent tirer leur définition indépendante d'une même loi (loi de Coulomb), qui régit les attractions et les répulsions, soit électriques, soit magnétiques, lorsque celles-ci s'exercent au sein d'un même milieu homogène indéfini, qui peut être le vide. Il en résulte, pour les deux systèmes, une égale simplicité et une symétrie parfaite. Mais il ne faut pas oublier que des grandeurs physiques essentiellement différentes entre elles jouent dans ces deux systèmes un rôle identique.

Comme, d'ailleurs, l'expérience d'Œrsted, et toute la science de l'Électromagnétisme qui en dérive, relient étroitement les deux sortes de phénomènes électriques et magnétiques, il y aurait de graves inconvénients à choisir pour les deux sortes de grandeurs, constamment mêlées entre elles dans les problèmes qui se posent aux physiciens, des définitions indépendantes, ainsi qu'on le ferait si l'on définissait simultanément la quantité d'électricité et la quantité de magnétisme, chacune à l'aide de la loi de Coulomb correspondante. Si l'on définit la quantité d'électricité par la loi de Coulomb, il est plus avantageux pour les calculs de relier la quantité de magnétisme à la quantité d'électricité, en invoquant la série de définitions et de lois physiques qui les rattachent étroitement : on fait ainsi de la quantité de magnétisme une grandeur dérivée de la quantité d'électricité. Réciproquement, si la quantité de magnétisme est définie directement par la loi de Coulomb, on fera de la quantité d'électricité une grandeur dérivée de la quantité de magnétisme. Suivant que l'on adopte l'un ou l'autre système, une même grandeur physique intermédiaire est alors considérée comme dérivée, soit de la quantité d'électricité, soit de la quantité de magnétisme auxquelles elle se trouve rattachée par l'intermédiaire des mêmes lois physiques énoncées dans un sens inverse.

Les deux lois de Coulomb ont été établies expérimentalement pour des corps électrisés ou pour des aimants placés dans l'air; mais il semble qu'on est en droit de les étendre d'une manière légitime au cas où le milieu est constitué par

un autre gaz ou par l'espace vide de matière pondérable. Ces lois s'expriment par la formule

$$f = \frac{kmm'}{r^2}, \tag{1}$$

et le coefficient k dépend à la fois du choix des unités et de la nature du milieu (¹).

Rappelons que le système C.G.S. électrostatique consiste à choisir l'unité d'électricité telle que le coefficient k de la formule (1) relatif aux répulsions électriques dans le vide se réduise à l'unité ; c'est-à-dire que l'unité électrostatique C.G.S. d'électricité est la masse électrique qui, agissant sur une masse égale, à la distance de 1^{cm}, produit une force répulsive de une dyne.

De même le système C.G.S. électromagnétique consiste à choisir l'unité de magnétisme de telle sorte que le coefficient k de la formule (1) relatif aux répulsions magnétiques dans le vide se réduise à l'unité.

L'étude du pouvoir diélectrique d'une part, de la perméabilité magnétique d'autre part, a conduit les physiciens a étendre, au moins provisoirement, la formule (1) aux milieux liquides ou solides, amorphes ou cristallisés. Mais les faits expérimentaux sont encore trop incomplètement connus pour qu'on soit en droit de considérer cette généralisation comme définitive. Il n'est pas encore certain que dans le cas des solides, par exemple, on ne confonde pas sous le nom de *constante diélectrique d'un même corps* plusieurs grandeurs physiques distinctes dont l'expression définitive exigera peut-être l'emploi de plusieurs *constantes*. On sait déjà que les corps fortement magnétiques ont une perméabilité variable avec l'intensité du champ, c'est-à-dire qu'il est *certain* que, dans de tels milieux, la formule (1) ne saurait être appliquée. Nous reviendrons sur les constantes diélectriques et sur les perméabilités magnétiques dans des Chapitres spéciaux.

Ce qu'il nous importe de faire remarquer, pour le moment,

(¹) *Voir* t. IV, 1er fasc., p. 56 et 241 ; 3e fasc., p. 5 et 316.

c'est que lorsqu'on assigne aux grandeurs électriques ou magnétiques des dimensions par rapport aux grandeurs fondamentales de la Mécanique, c'est uniquement à la faveur de la simplification introduite dans la formule (1) où l'on fait k égal à l'unité. Or le pouvoir diélectrique d'une part, la perméabilité magnétique de l'autre, même dans le cas où ces grandeurs sont le mieux définies, varient pour un même corps, avec la densité, la température, etc. et sont par conséquent des fonctions de ces éléments. Il est donc impossible d'envisager la constante diélectrique ou la perméabilité magnétique comme des constantes purement numériques, c'est-à-dire comme des quantités dénuées de dimensions par rapport aux grandeurs fondamentales.

Il n'y a donc pas lieu d'être surpris qu'une même grandeur physique ait des dimensions différentes dans les deux systèmes électrostatique et électromagnétique. Il n'y a rien à inférer de ce résultat de conventions arbitraires. Ces dimensions ne peuvent être d'aucune utilité directe pour l'édification d'une théorie mécanique du magnétisme ou de l'électricité.

LOCALISATION DE L'ÉNERGIE. — On dit que de l'énergie est localisée dans un corps ou dans un système de corps, quand elle peut être rendue disponible partout où l'on transportera ce corps ou ce système, sans qu'il résulte de ce déplacement une variation quelconque de la quantité d'énergie que le corps ou le système est apte à évoluer dans des conditions d'ailleurs identiques. Ainsi l'énergie développée par un ressort tendu qu'on laisse débander sera transportée partout où l'on amènera le ressort à l'état de tension invariable; de même l'énergie développée par la combustion de la poudre ou d'un mélange détonant peut être considérée comme emmagasinée dans cette poudre ou dans ce mélange. Il ne résulte nullement de cette définition que l'action de corps extérieurs ne puisse être indispensable au mécanisme de l'évolution de l'énergie considérée; il n'en résulte non plus aucune hypothèse particulière sur le mécanisme, intérieur ou extérieur au corps, grâce auquel cette énergie est maintenue sans modification.

La localisation de l'énergie dans les diverses parties d'un

système donné ne peut être fixée avec certitude que si l'on connaît exactement le rôle de chacune de ces parties. Un défaut de données à cet égard peut entraîner des erreurs graves.

Considérons un corps de pompe de section égale à l'unité, fermé par deux pistons opposés ; ce corps de pompe contient de l'air et il est dans le vide. Soit *p* la pression du gaz, *h* la distance des pistons ; *p* varie en raison inverse de *h*, d'après la loi de Mariotte. Un observateur, non prévenu de la présence de l'air, constaterait que les deux pistons paraissent se repousser en raison inverse de la distance ; il pourrait être tenté de localiser à la surface des pistons, par exemple, toute l'énergie disponible, manifestée par leur force répulsive apparente ; cette hypothèse n'aurait rien de contradictoire en elle-même, puisque si le système auquel appartiennent les pistons est transporté tout d'une pièce d'un lieu à un autre, la force répulsive apparente ne sera pas modifiée : la localisation de l'énergie dans le système demeure arbitraire. Mais, si notre observateur connaît la présence de l'air dans le cylindre et la loi de l'élasticité des gaz, il saura que chaque élément de volume de cet air, emprisonné séparément dans un récipient de volume intérieur égal, pourrait être transporté d'un lieu à un autre, entraînant avec lui une portion de l'énergie disponible. Il sera contraint de localiser l'énergie hors des pistons. Il la considérera comme uniformément distribuée dans toute la masse de l'air.

ROLE DE L'ÉTHER DANS LA PHYSIQUE MODERNE. — Il est des cas où, tout au moins dans l'état actuel de la Science, la localisation de l'énergie demeure, pour nous, arbitraire ; ce sont les cas où l'espace vide de matière pondérable intervient comme un élément du système susceptible d'évoluer l'énergie.

L'espace vide est perméable à la lumière, qui s'y transmet avec une vitesse uniforme bien déterminée. Pour expliquer les phénomènes d'interférence les physiciens ont rempli l'espace vide d'un milieu, l'*éther*, qui a été imaginé dans ce but et que l'on a doué des propriétés suggérées par cette explication. Cet éther a dû être supposé élastique et doué

de masse, quoique soustrait à la gravitation. La vitesse de propagation des ondes étant égale à la racine carrée du quotient du coefficient d'élasticité par la masse spécifique, l'élasticité et la masse spécifique de l'éther, dont on connaît le quotient, demeurent séparément inconnues.

L'énergie transportée par les vibrations lumineuses est momentanément localisée dans la masse d'éther vibrante, c'est-à-dire dans le vide, et l'on peut fixer la quantité d'énergie localisée dans l'unité de volume de vide traversée par une radiation d'intensité connue.

Supposons, pour préciser, que les ondes transmises sont planes et capables de développer une quantité de chaleur Q par centimètre carré d'une surface noire parallèle aux ondes, qui les *absorbe* complètement. Soit E l'équivalent mécanique de la chaleur; la quantité d'énergie EQ était précédemment répartie dans un cylindre de section 1 et de longueur V égale à la vitesse de la lumière. La quantité d'énergie localisée dans le vide pendant le passage de la radiation était donc égale à $\frac{EQ}{V}$ par centimètre cube. La masse d'éther contenue dans ce centimètre cube est inconnue; l'amplitude absolue de la vibration de l'éther l'est aussi, mais la demi-force vive et l'énergie potentielle moyennes, égales chacune à la moitié de l'énergie totale, sont connues et parfaitement déterminées.

L'éther, imaginé exclusivement pour l'interprétation des phénomènes optiques, devient désormais partie constituante de tous les systèmes matériels; il peut contenir localisée une partie plus ou moins grande de l'énergie que ces systèmes sont susceptibles d'évoluer.

Considérons les diverses sortes d'attraction ou de répulsion qui s'exercent à distance à travers l'espace vide : gravitation, actions électrostatiques ou électromagnétiques; il est logiquement impossible de faire abstraction de l'éther pour l'étude des systèmes dans lesquels ces actions à distance se révèlent. Mais, d'autre part, il nous est impossible de modifier ces systèmes par l'ablation de l'éther interposé, comme nous enlèverions l'air de l'intérieur d'un corps de pompe. Il nous est donc loisible *a priori* d'attribuer à cet éther un rôle

actif ou nul dans l'évolution de l'énergie, que nous pouvons à volonté localiser, soit sur les corps où on la recueille et où on la transforme, soit dans la masse de l'éther interposé entre ces corps. Il y a là une ambiguïté qu'il nous est présentement impossible de faire disparaître.

Soit, par exemple, un condensateur plan à lame de vide, de surface S, d'épaisseur e, chargé à une différence de potentiel de V unités électrostatiques. Nous savons ([1]) que l'énergie de sa charge, disponible dans tout circuit conducteur de décharge mis en communication avec les deux plateaux, a pour valeur $\frac{1}{2}\frac{S}{4\pi e}V^2 = \frac{1}{8\pi}Se\left(\frac{V}{e}\right)^2$.

La force électrique $F = \frac{V}{e}$ étant constante dans l'intervalle des plateaux, on peut supposer que cette énergie est uniformément localisée dans l'éther occupant le volume Se; l'énergie localisée par unité de volume sera donc

$$\frac{1}{8\pi}\left(\frac{V}{e}\right)^2 = \frac{1}{8\pi}F^2.$$

Mais on peut aussi raisonner comme le physicien qui ignorerait la présence de l'air dans le cylindre à deux pistons dont nous parlions tout à l'heure et supposer cette énergie répartie uniformément sur les faces internes du condensateur, en la partageant également entre les deux plateaux : l'énergie serait $\frac{1}{16\pi e}F^2$ par unité de surface.

Si, dans cette expérience, l'on vient à introduire un milieu diélectrique entre les deux plateaux, l'énergie disponible à différence de potentiel constante se trouve multipliée par la constante diélectrique K. Le changement du milieu modifie donc l'énergie disponible, ce qui peut incliner l'esprit à localiser cette énergie dans le milieu. Or, on démontre que l'expression $\frac{K}{8\pi}F^2$ de l'énergie localisée, rapportée à l'unité de

([1]) *Voir* t. IV, 1er fasc., p. 271.

volume est générale, c'est-à-dire que l'on a toujours

$$\frac{K}{8\pi}\iiint F^2 \, dv = \frac{1}{2}\sum MV.$$

La somme $\sum$ s'étend à tous les corps conducteurs du système possédant les charges M aux potentiels V correspondants, ces corps étant plongés dans un diélectrique indéfini de constante diélectrique K.

THÉORIE ÉLECTROMAGNÉTIQUE DE LA LUMIÈRE (1). — On sait que, dans la théorie de Maxwell, la constante diélectrique joue le rôle d'un coefficient d'élasticité. Les constantes diélectriques étant sans relation avec les constantes élastiques proprement dites, on doit entendre que l'élasticité dont il s'agit appartient à l'éther, comme l'élasticité qui intervient dans le calcul de la vitesse de la lumière.

Si l'on admettait, contrairement aux hypothèses de Fresnel, mais d'accord avec celle de Mac Cullagh et de Neumann (2), que la densité de l'éther dans tous les milieux est la même, le carré de l'indice de réfraction serait égal au rapport des coefficients d'élasticité de l'éther dans le milieu diélectrique et dans le vide. Il est curieux de remarquer que, si le mode d'élasticité invoqué par Maxwell pour interpréter les phénomènes électriques coïncidait avec le mode d'élasticité éveillée par les vibrations lumineuses, on devrait dans ce cas avoir $K = n^2$. C'est la célèbre relation de Maxwell vérifiée dans le cas des gaz, inexacte pour la plupart des diélectriques solides, sans doute en raison même des complications que nous avons signalées ci-dessus.

Maxwell raisonne d'une tout autre manière; il admet que le déplacement électrique provoque l'induction, d'après les mêmes lois qui conviennent à l'induction par les courants, mais avec le facteur de proportionnalité K caractéristique du milieu; la force électromotrice d'induction, s'exerçant en sens inverse

---

(1) *Voir* t. IV, 4e fasc., p. 205 à 224.
(2) *Voir* 1er Supplément, p. 168.

du déplacement, joue le rôle d'une réaction élastique; et le rapport v des grandeurs électrostatiques et électromagnétiques, numériquement égal à la vitesse de la lumière dans le vide, s'introduit aussi en facteur en vertu de l'hypothèse de Maxwell. Une perturbation électrique, constituée par une onde plane et correspondant à des déplacements situés dans le plan de l'onde, se propage normalement dans le vide, sans altération, avec la vitesse v, et, dans les milieux diélectriques non magnétiques, avec la vitesse $\frac{v}{\sqrt{K}}$. Ces vitesses coïncident avec les vitesses de la lumière dans les mêmes milieux.

Le résultat obtenu fait coïncider la vibration électrique avec la vibration lumineuse de Fresnel; la vibration magnétique, perpendiculaire à la vibration électrique, coïnciderait avec la vibration lumineuse de Neumann.

L'hypothèse du déplacement électrique, qui a conduit Maxwell à la théorie électromagnétique de la lumière, n'est d'ailleurs nullement nécessaire à l'interprétation des équations auxquelles il arrive. Cette théorie, à l'époque où elle fut imaginée, manquait d'une base expérimentale suffisamment large. Des découvertes postérieures, notamment celle des ondes hertziennes, dont nous aurons à nous occuper dans la suite[1], sont venues chacune à leur tour en confirmer les conséquences les plus importantes et en faire apprécier l'immense portée. Désormais les équations de Maxwell peuvent être considérées comme une expression mathématique plus ou moins complète de faits expérimentaux que cet homme de génie ne connaissait pas, qu'il a pour ainsi dire devinés. Quelles que soient les idées théoriques de nos successeurs, elles devront s'adapter à ces équations. Hertz a déjà donné l'exemple d'une conception des phénomènes nettement différente de celle de Maxwell, mais équivalente au point de vue mathématique puisqu'elle conduit en définitive aux mêmes équations.

---

(1) *Voir* ci-après, Chapitre VII.

CHAPITRE II.

APPAREILS ET MÉTHODES DE MESURE. SYSTÈMES D'UNITÉS.

Électromètres à quadrants. — Électromètres-voltmètres et wattmètres. — Condensateurs étalons. — Mesure des capacités. — Galvanomètres. — Cas des courants alternatifs. — Inscription électrochimique ou photographique. — Mesure directe d'une quantité d'électricité en unités électromagnétiques. — Compteur d'électricité de M. Blondlot. Unités pratiques. — Nouvelle détermination de l'ohm. — Ohm international. — Nouvelles mesures de *v*.

Les électromètres sont les instruments essentiels des mesures électrostatiques, comme les galvanomètres ou les électrodynamomètres sont les instruments par excellence des mesures électromagnétiques. Ce Chapitre sera principalement consacré à exposer les progrès récents réalisés dans la théorie, la construction ou l'usage de ces appareils.

ÉLECTROMÈTRES A QUADRANTS. — M. Gouy (1) a établi que la formule ordinaire de l'électromètre à quadrants (2)

$$(1) \qquad H = p\left(V_0 - \frac{V+V'}{2}\right)(V'-V)$$

est souvent insuffisante, la largeur de l'aiguille étant trop petite pour que les raisonnements sur lesquels est fondée la démonstration soient applicables. Au couple H, dépendant

---

(1) GOUY, *Journal de Physique*, 2e série, t. VII, p. 97; 1888.

(2) *Voir* t. IV, 1er fascicule, p. 254 et 276.

seulement des potentiels des quadrants et de l'aiguille, il faut joindre un couple de sens contraire $H'\alpha$ proportionnel à $(V'-V)^2$ et à l'écart α de l'aiguille par rapport à la position symétrique : c'est ce que M. Gouy appelle le *couple directeur* électrique. Ce couple peut être suffisant pour constituer à lui seul la force antagoniste qui doit exister dans tout appareil de mesure; on peut donc supprimer le fil de torsion qui tend à ramener l'aiguille dans sa position d'équilibre et soutenir celle-ci par un simple fil de cocon; elle prendra une direction telle que le couple directeur électrique contrebalance exactement le couple constant. Si l'on charge symétriquement les quadrants

$$V + V' = 0,$$

l'équation d'équilibre se réduit alors à

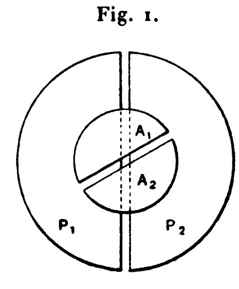
$$V_0 = -k(V'-V)\alpha = 2kV\alpha. \qquad (2)$$

Le produit de la déviation α par la valeur absolue du potentiel V de l'un des quadrants est constante. On peut donc accroître à volonté la sensibilité de l'instrument.

Pratiquement, M. Gouy a pu rendre l'électromètre sensible à $0^{\text{volt}},001$.

MM. Blondlot et Curie (¹) suppriment le couple directeur électrique par la disposition suivante. L'aiguille (*fig.* 1), au lieu d'être en forme de 8, est constituée par deux demi-cercles A_1 et A_2 en aluminium mince gaufré, soutenus par une petite pièce d'ébonite, et indépendants l'un de l'autre au point de vue électrique. Les secteurs sont remplacés par deux couples de plateaux de fer P_1, P_2, placés au-dessus et au-dessous de l'aiguille et ayant aussi la forme de demi-cercles.

Fig. 1.



Dans cet appareil, le couple antagoniste est constitué par

(¹) BLONDLOT et CURIE, *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. VIII, p. 80; 1889.

la torsion d'un système de deux fils verticaux supportant l'aiguille et fixés en dessus et en dessous. Les plateaux P_1, P_2 sont aimantés et les courants induits développés dans A_1 et A_2 amortissent rapidement les oscillations.

Pourvu que l'angle des deux fentes diamétrales ne soit pas trop petit, l'angle α de déviation de l'aiguille est donné par la formule

$$\alpha = K(V_1 - V_2)(V_3 - V_4), \tag{3}$$

dans laquelle V_1, V_2, V_3, V_4 sont les potentiels de A_1, A_2, P_1, P_2, et K une constante instrumentale.

On peut employer l'électromètre de MM. Blondlot et Curie en mettant les pôles de la pile de charge en communication avec A_1 et A_2 (méthode hétérostatique); la déviation est alors rigoureusement proportionnelle à la différence de potentiel que l'on établit entre P_1 et P_2; on peut aussi unir les deux paires de plateaux aux deux moitiés de l'aiguille (méthode idiostatique), la déviation est alors proportionnelle au carré de la différence de potentiel; enfin on peut séparer les plateaux supérieurs et inférieurs, et faire de l'instrument un *électromètre différentiel.*

ÉLECTROMÈTRES-VOLTMÈTRES ET WATTMÈTRES. — L'électromètre à quadrants simplifié peut être employé dans l'industrie pour la mesure de différences de potentiel très élevées. Le *voltmètre électrostatique* de Lord Kelvin est formé d'une aiguille à bords arrondis tournant sur un couteau mousse horizontal entre un seul couple de quadrants. La déviation de l'aiguille est mesurée par un index qui se déplace sur un arc gradué.

On peut aussi associer une série de quadrants et d'aiguilles solidaires pour amplifier la déviation (voltmètre multicellulaire).

Ces appareils doivent être gradués empiriquement.

L'électromètre de MM. Blondlot et Curie peut être employé comme wattmètre, c'est-à-dire qu'il peut fournir des indications proportionnelles à la quantité d'énergie consommée dans un appareil parcouru par des courants continus ou alternatifs.

Considérons d'abord le cas de courants continus : soient E la différence de potentiel aux deux bornes de l'appareil, I l'intensité du courant qui le traverse ; la dépense d'énergie par seconde est EI. Or, si nous mettons les deux moitiés de l'aiguille A_1, A_2 (*fig.* 1) en communication avec les deux bornes de l'appareil, nous aurons

$$V_1 - V_2 = E. \tag{4}$$

Mettons, d'autre part, les plateaux P_1, P_2 en communication avec les deux extrémités d'une résistance connue R placée sur le trajet du courant, on aura

$$V_3 - V_4 = RI. \tag{5}$$

La formule (3) donne alors

$$\alpha = KR.EI, \tag{6}$$

c'est-à-dire que la déviation α est proportionnelle à l'énergie EI dépensée par seconde.

Examinons maintenant le cas des courants alternatifs. Les relations (4) et (5) subsistant à chaque instant, et les signes de E et de I se renversant simultanément, on obtiendra une déviation permanente α proportionnelle à la valeur moyenne du produit EI, avec le même coefficient de proportionnalité, KR qui convient au cas des courants continus.

En choisissant R convenablement, on fera varier à volonté la sensibilité de l'appareil.

Condensateurs étalons. — Mesure des capacités. — Les mesures de capacité exigent l'usage de condensateurs étalons. Il n'y a de condensateurs parfaits que les condensateurs à lame d'air, et l'on ne peut guère en employer d'autres dans les recherches de haute précision.

M. P. Curie [1] forme un condensateur à lame d'air de deux plateaux de verre, aussi plans que possible, argentés sur leurs faces en regard et séparés par des cales en quartz,

---

[1] P. Curie, *Journal de Physique*, 3e série, t. II, p. 265; 1893.

taillées parallèlement à l'axe, dont la conductibilité et les effets résiduels sont absolument négligeables [1]. L'argenture de l'une des deux faces est divisée par un mince sillon en anneau de garde et partie centrale. Soient S la surface de cette dernière, *e* l'épaisseur des cales de quartz : la capacité du condensateur se calcule par la formule

$$C = \frac{S}{4\pi e}$$

et peut être évaluée avec une grande précision. Tout l'appareil est protégé par une enveloppe conductrice en relation avec le sol.

Pour faire usage de ce condensateur dans des conditions irréprochables et se mettre à l'abri des fuites qui peuvent se produire par le sillon de verre, on peut, d'après M. Curie, opérer de la manière suivante : on mettra d'abord les deux plateaux en communication avec le sol, puis, isolant la partie centrale du plateau P à anneau de garde que l'on reliera à la source dont on veut évaluer le potentiel V, on détermine la charge reçue par P′ toujours en communication avec le sol; celle-ci est bien indépendante des fuites qui peuvent se produire à la surface du plateau P.

Le seul inconvénient des appareils de ce genre est leur faible capacité.

Les condensateurs de un ou plusieurs microfarads, en usage dans les laboratoires, sont en mica. Au lieu d'armer les lames de mica de feuilles d'étain rendues plus ou moins adhérentes par un enduit, on préfère aujourd'hui, d'après M. Bouty [2], les argenter sur leurs deux faces, ce qui a pour effet, non seulement de diminuer le poids de ces condensateurs, mais surtout de leur donner une capacité mieux définie et non susceptible de varier avec le temps.

Pour employer les condensateurs en mica à des mesures de précision, il est indispensable de déterminer la durée de

(1) *Voir* ci-dessous au Chapitre III, *Électrolytes et Diélectriques*.

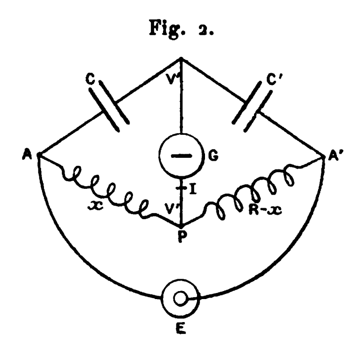
(2) Bouty, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 6e série, t. XXIV, p. 394; 1891.

charge ou de décharge et de tenir compte des résidus correspondants [1].

Outre les condensateurs étalonnés proprement dits, on emploie aussi, dans les mesures, des condensateurs à capacité variable, qui sont aux microfarads subdivisés ce que sont les rhéostats par rapport aux boîtes de résistance. Ces condensateurs sont généralement formés d'armatures cylindriques concentriques dont on fait varier la capacité en enfonçant plus ou moins le ou les cylindres mobiles constituant l'une des armatures A dans un cylindre fixe formant la deuxième armature B. En formant l'armature A de plusieurs cylindres de diamètre différent, on peut faire varier la capacité d'une manière plus ou moins rapide en enfonçant, suivant les cas, l'un ou l'autre des cylindres mobiles.

La comparaison des capacités se fait, en général, par des méthodes de zéro faciles à imaginer, pour lesquelles il peut être plus avantageux, suivant les cas, d'employer un galvanomètre ou un électromètre. L'une des meilleures méthodes revient à la disposition du pont de Wheatstone, dans laquelle deux des résistances sont remplacées par les deux condensateurs C, C′ (*fig.* 2) dont on veut comparer les capacités. On peut à volonté, employer comme capacité de comparaison une capacité variable ou constante. Dans ce dernier cas, on opérera de la manière suivante, indiquée par Lord Kelvin. Le circuit de la pile E demeure constamment fermé ; la résistance totale APA′ est fixe, P est un contact glissant et l'interruption se fait en I. G est un électromètre.

Fig. 2.



Soient V_1, V_2 les potentiels en A et A′, V′ le potentiel commun établi en D et P quand l'électromètre est au zéro.

---

(1) Bouty, *loc. cit.*

Soient x la résistance AP, R la résistance totale AA'. La loi de Ohm fournit l'égalité

$$(1) \qquad \frac{V_1 - V'}{V' - V_2} = \frac{x}{R - x}.$$

La condition d'égalité de charge des deux condensateurs C et C', placés en cascade, donne

$$C(V_1 - V') = C'(V' - V_2)$$

ou

$$(2) \qquad \frac{V_1 - V'}{V' - V_2} = \frac{C'}{C};$$

on détermine donc le rapport $\frac{C'}{C}$ par la relation

$$(3) \qquad \frac{C'}{C} = \frac{x}{R - x}.$$

Galvanomètres. — On s'est surtout préoccupé, dans ces dernières années, de la construction de galvanomètres de haute sensibilité. On convient généralement de définir comme il suit la sensibilité d'un galvanomètre à miroir [1] : *C'est le nombre de divisions qu'il indique pour un microampère, l'échelle étant à une distance du miroir égale à* 2000 *divisions, la durée de l'oscillation simple étant de cinq secondes et la résistance des bobines de* 1 *ohm.* La durée de cinq secondes est très convenable pour un galvanomètre sensible. En ce qui concerne la résistance, elle est souvent beaucoup plus grande que 1 ohm; mais, toutes choses égales d'ailleurs, si l'on diminue la section des fils sans changer la forme et le volume de l'enroulement, l'action exercée par un courant donné croît proportionnellement au nombre de tours, tandis que la résistance croît proportionnellement au nombre de tours et en raison inverse de la section, c'est-à-dire, en

(1) Ayrton, Matter et Sumpner, *Phil. Mag.*, 5e série, t, XXX, p. 58; P. Weiss, *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 212.

définitive, proportionnellement au carré du nombre de tours; la sensibilité croît donc proportionnellement à la racine carrée de la résistance. Pour comparer les mérites de deux formes de galvanomètres, il convient donc de ramener les instruments à une même résistance de 1 ohm, en divisant le nombre de divisions observées, pour un microampère, par la racine carrée de la résistance évaluée en ohms.

Dans les limites où l'on peut confondre la tangente avec l'arc, la déviation d'un galvanomètre de constante G, pour un courant d'intensité i, est

$$\alpha = \frac{Gi}{H}.$$

Soient K le moment d'inertie du système des aimants, T leur durée d'oscillation simple; on a

$$T = \pi\sqrt{\frac{K}{MH}}$$

et, par suite,

$$\alpha = \frac{T^2}{\pi^2}\frac{M}{K}Gi.$$

En ce qui concerne le système magnétique du galvanomètre, on voit que la sensibilité de l'instrument est proportionnelle à $\frac{M}{K}$. Si le système suspendu se réduit aux aimants, l'appareil sera d'autant plus sensible que les aimants seront plus courts, car le moment d'inertie, toutes choses égales, diminue plus vite avec la longueur que le moment magnétique.

L'avantage pourra être très grand si, avec M. Weiss [1], on forme le système astatique de deux longues aiguilles verticales, parallèles à l'axe de rotation et dont les pôles contraires sont en regard. Chacun des deux systèmes de pôles voisins remplace l'un des aimants du système astatique vulgaire et

---

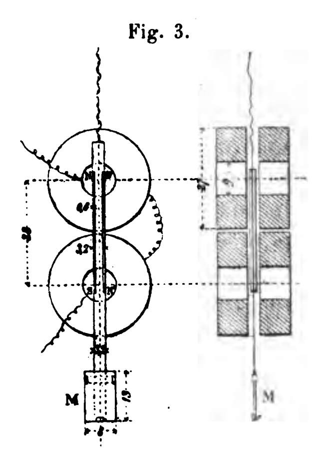
[1] P. Weiss, *Un galvanomètre extrêmement sensible* (*Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 212; 1895).

se trouve placé au centre de l'un des couples de bobines d'un galvanomètre (système Thomson). Grâce à cette disposition, l'action démagnétisante des aimants sur eux-mêmes est sensiblement nulle et l'on peut ainsi rendre M assez grand tout en laissant le moment d'inertie K très petit.

On sait d'ailleurs que l'action d'un courant circulaire sur un pôle placé en son centre est en raison inverse du rayon r. On a donc intérêt, au point de vue de la sensibilité, à rendre les bobines le plus petites possible.

La figure ci-jointe (*fig.* 3) représente en vraie grandeur l'un des galvanomètres construits par M. P. Weiss. Le poids total du système mobile est $0^{gr},47$; ce système est formé de deux aiguilles de $0^{mm},6$ de diamètre sur 36^{mm} de longueur, collées sur les faces d'une mince lame de mica qui porte un miroir de $0^{gr},1$. Les bobines ont 27^{mm} de diamètre extérieur et 9^{mm} de diamètre intérieur sur 8^{mm} d'épaisseur. Leur résistance est de 146 ohms. La sensibilité évaluée conformément à la définition donnée ci-dessus est égale à 110. On peut aller plus loin encore et M. P. Weiss a construit un galvanomètre plus petit, de sensibilité égale à 1500.

Fig. 3.



M. Broca ([1]) donne un point conséquent à chacune des aiguilles du système de M. Weiss et porte à trois le nombre des couples de bobines : les points conséquents se placent au centre du couple moyen de bobines et remplacent une troisième aiguille aimantée horizontale dirigée par ce couple de bobines. M. Broca a ainsi obtenu des galvanomètres d'une très grande sensibilité.

CAS DES COURANTS ALTERNATIFS. — Dans le cas des courants

([1]) A. BROCA, *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 67; 1897.

alternatifs, deux appareils à grande sensibilité ont été récemment mis en usage.

L'un d'eux, le *galvanomètre à vibrations* de M. Rubens ([1]), est constitué par un équipage d'aiguilles de fer doux horizontales, supportées par un fil de torsion et dirigées par de forts aimants en fer à cheval. Le courant à étudier traverse des bobines horizontales enroulées de telle sorte que leur action est concordante ou discordante par rapport à celle des aimants, suivant le sens du courant alternatif. Le système suspendu tend donc à entrer en vibration, avec une période égale à celle du courant alternatif. Si cette dernière période coïncide avec celle des oscillations propres du système suspendu, un courant alternatif, même très faible, pourra être mis en évidence. Or, le galvanomètre de M. Rubens est disposé de manière que l'on puisse altérer à volonté la période du système oscillant, en modifiant soit la longueur du fil de suspension, soit le moment du couple directeur ou enfin e moment d'inertie du système suspendu. On peut ainsi déceler des courants alternatifs d'une intensité moyenne de un cent-millionième d'ampère.

L'autre dispositif, dû à M. Wien ([2]), est connu sous le nom de *téléphone optique*. Les courants à étudier traversent un téléphone dont la membrane est reliée par un ressort à un miroir mobile. Le système est d'une extrême sensibilité quand la période du courant alternatif coïncide avec la période des vibrations propres de la membrane du téléphone et avec celle des oscillations du miroir.

Le téléphone optique peut être employé à analyser un courant alternatif complexe, à la façon dont on analyse un son à l'aide de résonateurs.

INSCRIPTION ÉLECTROCHIMIQUE OU PHOTOGRAPHIQUE. — Au lieu de chercher à mettre en évidence des courants alternatifs très

([1]) H. Rubens, *Wied. Ann.*, t. LVI, 27; 1895. *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 31.

([2]) M. Wien, *Wied. Ann.*, t. XLII, p. 593; 1891. *Journal de Physique*, 3e série, t. I, p. 547.

faibles, on peut aussi se proposer d'étudier la fréquence ou la phase de courants plus intenses. La méthode suivante a été mise en œuvre par M. P. Janet (1).

Soient A et B deux points entre lesquels se produit la différence de potentiel alternative qu'il s'agit d'étudier. On met ces deux points en communication respectivement avec la pointe de fer d'un style inscripteur et avec la surface d'un cylindre enregistreur recouvert d'une feuille de papier imbibé de la solution de ferrocyanure de potassium et d'azotate d'ammoniaque usitée en télégraphie. Chaque fois que l'excès de potentiel de A sur B passe par un maximum de sens convenable, une trace bleue s'inscrit sur le papier. Le nombre de ces traces dans un intervalle de temps donné mesure la fréquence.

S'il s'agit de mesurer des différences de phase entre des portions de circuit *décalées* les unes par rapport aux autres, on emploie simultanément plusieurs styles avec un cylindre unique; il suffit de comparer leurs traces pour mesurer, avec une assez grande approximation, la valeur de ces différences de phase.

On peut encore se proposer d'obtenir un tracé graphique de l'intensité du courant, analogue aux tracés de vibrations que l'on obtient en Acoustique. Il suffirait pour cela de posséder un galvanomètre dont les déviations θ, à chaque instant, fussent rigoureusement proportionnelles à l'intensité i du courant et d'enregistrer, par la méthode photographique, les vibrations de l'aiguille du galvanomètre. Mais, outre la force directrice provenant du courant qui la sollicite, l'aiguille aimantée d'un galvanomètre est aussi soumise à la force d'inertie $K\frac{d^2\theta}{dt^2}$ et à une force d'amortissement (frottement, induction) proportionnelle à $\frac{d\theta}{dt}$.

Une première solution, mise en œuvre par M. Blondel (2), consiste à diminuer le plus possible les deux actions perturba-

(1) Janet, *Journal de Physique*, 3e série, t. III, p. 455; 1894.

(2) Blondel, *Oscillographes* (*Comptes rendus*, t. CXVI, p. 502; 1896).

trices d'inertie et d'amortissement. La condition la plus essentielle se rapporte à la période propre des oscillations de l'aiguille, qui doit être rendue très courte par rapport à la période du courant alternatif. On peut réaliser cette condition de la manière suivante : L'aiguille mobile est une petite plaque de fer doux suspendue verticalement entre les pièces polaires d'un aimant prolongé, par des armatures convenables, jusqu'au voisinage immédiat de la plaque mobile; le courant à étudier circule dans des bobines dont l'action sur la plaque est, à chaque période, successivement dans le sens de l'action de l'aimant et en sens contraire. La plaque de fer doux ayant seulement 2^{mm} de largeur et d'épaisseur sur une hauteur de 2^{cm}, par exemple, sa période de vibration propre peut se trouver réduite à moins de $\frac{1}{2000}$ de seconde, et l'on pourra, grâce à cet *oscillographe,* étudier des courants alternatifs de toute fréquence inférieure à 100 périodes par seconde.

Il nous suffira de signaler, sans la développer, une solution plus complète du même problème, proposée par M. Abraham (¹), et consistant essentiellement à compenser l'effet perturbateur des forces d'inertie et d'amortissement, grâce à des phénomènes d'induction mutuelle convenablement réglés entre le circuit du courant à étudier et le circuit propre du galvanomètre.

MESURE DIRECTE D'UNE QUANTITÉ D'ÉLECTRICITÉ EN UNITÉS ÉLECTROMAGNÉTIQUES. COMPTEUR ÉLECTRIQUE DE M. BLONDLOT. — On doit à M. Blondlot (²) une solution très élégante du problème consistant à déterminer directement, en unités électromagnétiques, la quantité d'électricité qui traverse un circuit.

Faisons passer le courant à la fois dans une longue bobine fixe horizontale A et dans une petite bobine annulaire B suspendue à l'intérieur de A, de façon à pouvoir tourner librement autour de son diamètre vertical. Le magnétisme terrestre étant préalablement compensé, si l'on écarte la

(¹) ABRAHAM, *Sur le rhéographe à induction Abraham-Carpentier* (*Journal de Physique,* 4ᵉ série, t. VI, p. 356; 1897).

(²) BLONDLOT, *Comptes rendus,* t. CXXVI, p. 1691; 1898.

bobine B de sa position d'équilibre, elle exécute des oscillations isochrones. Nous négligeons des phénomènes d'induction de peu d'importance et nous exprimons la durée T de l'oscillation complète par la formule

$$\text{(1)} \qquad T = 2\pi\sqrt{\frac{K}{4\pi n I . SI}}.$$

Dans cette formule, K est le moment d'inertie, n le nombre de tours par centimètre de la bobine A, S la surface totale de la bobine B. Si la bobine A ne peut être considérée comme infiniment longue, il suffira d'introduire dans la formule un facteur correctif constant, facile à déterminer.

La formule (1) peut s'écrire

$$\text{(1 \textit{bis})} \qquad IT = \sqrt{\frac{K\pi}{Sn}};$$

le premier membre représente la quantité d'électricité qui a traversé le circuit pendant une période; elle est évaluée en unités électromagnétiques, et sa mesure n'exige d'autres éléments que la détermination du moment d'inertie K et la détermination métrologique de n et de S.

Pour connaître la quantité totale d'électricité qui a traversé le circuit à un moment quelconque, il suffira donc d'avoir compté le nombre d'oscillations de la bobine B ou d'en avoir gardé la trace par un procédé quelconque d'inscription. Cette méthode originale est susceptible d'applications diverses. En particulier, elle fournit un compteur industriel d'électricité d'une grande perfection.

Le compteur de M. Blondlot se complète par un dispositif mécanique très ingénieux destiné à entretenir les oscillations et à compter automatiquement leur nombre. Il s'applique non seulement aux courants continus, mais aussi aux courants alternatifs, car le moment du couple auquel est soumise la bobine B ne change pas de signe avec le sens du courant; il suffit de remplacer dans la formule (1) l'intensité constante du courant continu par l'intensité efficace I' telle que $I'^2 = \frac{1}{T}\int_0^T I^2\,dt$.

UNITÉS PRATIQUES. — Le système d'unités électriques pratiques, défini par le Congrès des électriciens de 1881, a été complété par le Congrès de Paris de 1889 et par la Chambre des délégués de Chicago en 1893. A l'*ohm*, au *volt*, à l'*ampère*, au *coulomb* et au *farad* tout d'abord définis ([1]), on a joint officiellement :

1° Le *joule*, unité pratique de travail. C'est l'énergie calorifique dégagée dans un conducteur dont les extrémités présentent la différence de potentiel d'un volt pendant le passage d'un coulomb, ou encore celle qui correspond au passage d'un ampère dans un ohm pendant une seconde. Le joule vaut 10^7 unités C.G.S. de travail ou 10^7 ergs ou

$$\frac{1}{9,81} = 0,102 \text{ kilogrammètre.}$$

2° Le *watt*, unité pratique de puissance. C'est la puissance d'un électromoteur capable de produire un joule par seconde. Le watt vaut 10^7 unités de puissance C.G.S. ou $\frac{1}{9,81.75}$, c'est-à-dire $\frac{1}{735,75}$ de cheval-vapeur.

3° Le *henry*, unité pratique de coefficient d'induction. C'est le coefficient d'induction mutuelle de deux circuits tels que si le courant, dans le premier, varie uniformément d'un ampère par seconde la force électromotrice induite dans le second soit d'un volt. Un henry vaut 10^9 centimètres, c'est-à-dire 10^7 mètres ou le quart du méridien terrestre.

Bien que ces unités soient aujourd'hui universellement adoptées par les physiciens, il convient de remarquer que toutes n'ont pas reçu le même accueil dans la pratique industrielle. Si les termes d'*ohm*, de *volt*, d'*ampère* sont passés dans le langage courant, il n'en est pas de même du mot *coulomb*, l'unité correspondante ayant été sans doute jugée trop petite : la consommation d'électricité s'évalue le plus

(1) *Voir* t. IV, 2e fasc., p. 73.

couramment en *ampère-heures* qui valent 3600 coulombs. De même si l'on entend parler constamment d'hectowatts ou de kilowatts, on ne fait guère usage dans les ateliers du joule ou de ses multiples. Par une singularité bizarre on préfère se servir de l'hectowatt-heure ou du kilowatt-heure qui valent respectivement 3600 hectojoules ou 3600 kilojoules. Le kilowatt-heure représente $3,67.10^5$ kilogrammètres ou $863^{Cal},5$.

Il y a lieu de remarquer que le système pratique d'unités électriques se confondrait avec le système électromagnétique C.G.S. à la condition de prendre comme unités fondamentales de longueur, de masse et de temps, respectivement les valeurs suivantes :

Unité de longueur..........	10^{9cm} ou le quart du méridien.
» de masse..........	10^{-11} du gramme-masse.
» de temps............	la seconde.

NOUVELLE DÉTERMINATION DE L'OHM. — OHM INTERNATIONAL. — On sait que le Congrès des Électriciens, réuni à Paris en 1884, avait fixé la valeur de l'*ohm légal* (¹) par la résistance que présente à 0°, une colonne de mercure de 1^{mmq} de section et de 106^{cm} de long. Il paraissait probable, dès cette époque, que la valeur ainsi fixée était trop faible.

Parmi les déterminations récentes de la valeur de l'ohm, nous citerons particulièrement celle de M. Wuilleumier (²), exécutée par une méthode électrodynamique due à M. Lippmann (³), mais analogue par son principe à une méthode antérieure de M. Lorentz. Un cadre circulaire, mû par une machine Gramme, tourne d'un mouvement uniforme, avec une vitesse angulaire ω, autour d'un axe vertical, dans le champ uniforme d'une longue bobiné parcourue par un courant continu d'intensité I. Le circuit du cadre se ferme, à l'instant où la force électromotrice induite a sa valeur

(¹) *Voir* t. IV, 3ᵉ fascicule, p. 289.
(²) WUILLEUMIER, *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. IX, p. 220; 1890.
(³) LIPPMANN, *Comptes rendus*, t. XCV, p. 1348; 1882.

maximum, sur une dérivation prise aux extrémités de la résistance R à mesurer, laquelle est comprise dans le circuit inducteur. Soient CI le champ de la bobine parcourue par le courant d'intensité I; S la surface totale du cadre. La vitesse angulaire ω étant réglée de manière qu'un électromètre introduit dans le circuit induit reste au zéro, on aura, pour déterminer R, l'équation

$$RI = SCI\omega$$

ou

(1) $$R = SC\omega.$$

Il n'y a d'autre difficulté que la détermination de C. Or, pour une bobine infiniment longue présentant n tours par centimètre, on aurait un champ C'I tel que

$$C' = 4\pi n.$$

Il est facile de trouver expérimentalement la correction résultant de ce que la bobine est limitée. Le champ d'une bobine infiniment longue serait en effet la somme du champ de la bobine réelle et des champs obtenus en portant successivement la bobine bout pour bout, de part et d'autre jusqu'à l'infini. Il suffit donc de répéter l'expérience d'équilibre, pour la position centrale de la bobine inductrice et pour les positions excentriques successives qu'on obtient en la déplaçant d'une quantité égale à elle-même. On maintient la vitesse de rotation constante et l'on détermine sur un fil calibré les segments, de plus en plus petits, de résistances R, R_1, R_2, R_3 qu'il faut prendre sur ce fil pour équilibrer la force électromotrice induite sur le cadre.

Si la bobine eût été infinie, on aurait équilibré en une fois la force électromotrice induite totale en prenant sur le fil un segment de résistance

$$R' = R + 2(R_1 + R_2 + R_3 \ldots),$$

et l'on aurait eu l'équation

$$R' = SC'\omega$$

ou

$$R' = 4\pi n S \omega.$$

La vitesse angulaire ω était maintenue constante à l'aide d'un frein à main, et réglée par une expérience stroboscopique, de manière que la période de rotation fût un multiple exact de la période de vibration du diapason employé. Il n'y avait donc d'autres déterminations métrologiques que celles de n et de S qui sont susceptibles d'une grande exactitude.

Le nombre qui se déduit de ces expériences pour la longueur de la colonne mercurielle destinée à représenter l'ohm à 0° est [1]

$$106^{cm},32.$$

Il est identique aux nombres considérés déjà comme les meilleurs, lors du Congrès de 1884.

La Chambre des délégués de Chicago, confirmant une proposition faite par l'Association britannique à sa session d'Édimbourg, en 1892, a adopté définitivement comme valeur de l'ohm, sous le nom d'*ohm international,* la résistance que présente à 0° une colonne de mercure de 1^{mm} de section et de

$$106^{cm},3$$

de longueur.

L'ancien ohm légal vaut $\frac{106}{106,3} = 0,99717$ de l'ohm international.

L'ancienne unité de l'Association britannique (étalon B.A.U) vaut

0,98617 ohms internationaux.

NOUVELLES MESURES DE v. — Parmi les nouvelles mesures du rapport v des unités électromagnétiques et électrostatiques, nous signalerons notamment celles de MM. Abraham [2], Pellat [3] et Hurmuzescu [4].

---

(1) LEDUC, *Comptes rendus,* t. CXVIII, p. 1246; 1894.

(2) ABRAHAM, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XXVII, p. 433; 1892.

(3) PELLAT, *Journal de Physique,* 2e série, t. X, p. 389; 1891.

(4) HURMUZESCU, *Thèse de doctorat,* Paris, 1896; *Ann. de Ch. et de Phys.*, 7e série, t. X, p. 433.

M. Abraham a opéré par une double mesure de capacité (1).

La méthode de M. Pellat consiste essentiellement à mesurer une même différence de potentiel : 1° en unités électromagnétiques, en la comparant à la différence de potentiel qu'un courant, connu en valeur absolue à l'aide de l'électrodynamomètre-balance (2), détermine aux extrémités d'une résistance connue aussi en valeur absolue; 2° en unités électrostatiques à l'aide de l'électromètre absolu de Lord Kelvin (3).

M. Hurmuzescu a mis en œuvre une méthode très élégante imaginée par Maxwell et consistant à équilibrer une action électrostatique par une action électrodynamique, ou, en d'autres termes, à équilibrer un électromètre par un électrodynamomètre. L'électromètre est formé de deux cylindres concentriques, l'un fixe et l'autre mobile. Ce dernier cylindre est relié par un fléau de balance à la partie mobile de l'électrodynamomètre, constituée par un cadre placé à l'intérieur d'une bobine très longue.

Soient

$V_1 - V_2$ la différence du potentiel électrostatique des deux armatures du condensateur;
r le rayon du cylindre mobile;
e sa distance au cylindre fixe;

la force attractive exercée par le cylindre fixe sur le cylindre intérieur mobile (4) est

$$\frac{(V_1 - V_2)^2}{4 \log \frac{r+e}{e}}.$$

Le couple agissant est donc

$$\frac{(V_1 - V_2)^2}{4 \log \frac{r+e}{e}} l,$$

l désignant le bras de levier du fléau qui supporte le cylindre.

---

(1) *Voir* t. IV, 3e fascicule, p. 292.
(2) *Voir* t. IV, 3e fascicule, p. 132.
(3) *Voir* t. IV, 1er fascicule, p. 258.
(4) *Voir* t. IV, 1er fascicule, p. 274.

Soient, d'autre part,

S la surface du cadre mobile;
I l'intensité du courant en unités électromagnétiques;
n le nombre de tours par centimètre de la bobine fixe supposée de longueur infinie.

Le couple antagoniste est

$$4\pi n S I^2.$$

L'équation d'équilibre sera

$$4\pi n S I^2 = \frac{(V_1 - V_2)^2 l}{4 \log \frac{r+e}{e}}.$$

On peut prendre la différence de potentiel $V_1 - V_2$ aux deux extrémités d'une résistance R parcourue par le courant I. On a alors

$$RI = v(V_1 - V_2),$$

d'où

$$v^2 = \frac{R^2 l}{16\pi n S \log \frac{r+e}{e}}.$$

Il suffit de connaître en valeur absolue la résistance R et de déterminer métrologiquement n, S, r et e. La correction relative à la longueur finie de la bobine se détermine empiriquement comme dans l'expérience de M. Wuilleumier [1].

En général, la détermination de v exige la connaissance d'une résistance en valeur absolue électromagnétique. Il convient donc de corriger la plupart des nombres anciennement publiés, et pour lesquels il a été fait usage, soit de l'unité B.A.U., soit de l'ohm légal. Le Tableau suivant [2] donne ces valeurs corrigées :

---

(1) *Voir* ci-dessus, p. 25.

(2) Ce Tableau est destiné à remplacer celui que nous avons donné t. IV, 3e fascicule, p. 293. Il est emprunté aux *Leçons sur l'Électricité et le Magnétisme*, de MM. Mascart et Joubert, 2e édition, t. II, p. 589.

Dates.	Observateurs.	v non corrigé.	v corrigé.
1856.	Weber et Kohlrausch (1)........	$3,107.10^{10}$	$3,107.10^{10}$
1868.	Maxwell (2)...................	2,880	2,840
1869.	Lord Kelvin et King (3).........	2,846	2,807
1872.	Dugald M'Kichan (4)............	2,935	2,894
1879.	Ayrton et Perry (5)......... ...	2,980	2,959
1880.	Shida (6)......................	2,995	2,954
1883.	J.-J. Thomson (7)............ ..	2,963	2,963
1883.	Exner........	3,01	3,01
1884.	Klemencic (8).................	3,019	3,019
1888.	Himstedt (9)..................	3,007	3,007
1889.	Lord Kelvin...................	3,004	3,004
1889.	Rowland (10)..................	2,982	2,982
1890.	J.-J. Thomson et Searle (11)......	2,996	2,996
1889.	Rosa (12)....................	3,000	3,000
1891.	Pellat........................	3,009	3,009
1892.	Abraham......................	2,992	2,991
1896.	Hurmuzescu....................	3,001	3,001

(1) WEBER et KOHLRAUSCH, *Electrodyn. Maasbest.*
(2) MAXWELL, *Phil. Trans.*, p. 643; 1868.
(3) LORD KELVIN et KING, *Report of the committee on electr. Stand.*, 1869.
(4) DUGALD M'KICHAN, *Phil. Trans.*, p. 409 et 427; 1879.
(5) AYRTON et PERRY, *Jaurn. of tel. Eng.*, t. VIII, p. 126; 1879.
(6) SHIDA, *Phil. Mag.*, 5e série, t. X, p. 401; 1880.
(7) J.-J. THOMSON, *Phil. Trans.*, p. 707; 1883.
(8) KLEMENCIC, *Wien. Ber.*, 3e série, t. LXXXIII, p. 88; 1884.
(9) HIMSTEDT, *Wied. Ann.*, t. XXIX, p. 560 et t. XXXIII, p. 1; 1888.
(10) ROWLAND, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXVIII, p. 304; 1889.
(11) J.-J. THOMSON et SEARLE, *Proceed. of the royal Soc.*, t. XLVII, p. 376; 1890.
(12) ROSA, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXVIII, p. 315; 1889.

CHAPITRE III.

ÉLECTROLYTES. — DIÉLECTRIQUES.

Comparaison des électrolytes dissous et fondus. A. Conductivité; B. Thermo-électricité; C. Polarisation; D. Piles à électrolytes fondus. — Dissolvants autres que l'eau. — Phénomènes de Peltier et de Thomson dans les électrolytes. — Capacités de polarisation. — Capacité de l'électromètre capillaire. — Capacités théoriques du mercure. — Capacité du platine. — Superposition de la conductibilité électrolytique et du pouvoir diélectrique. — Diélectriques solides; conductivité apparente et résidus. — Théorie des ions.

Au point de vue de leurs propriétés électriques spécifiques les corps se divisent en deux groupes essentiels : 1° les corps à conductivité métallique dont la conductivité, d'ailleurs très grande, décroît lorsque la température s'élève; ces corps conduisent le courant sans éprouver, de ce fait, une altération permanente quelconque; 2° les diélectriques et les électrolytes; ces corps ou bien n'ont pas de conductivité appréciable ou ne conduisent qu'en se décomposant. Leur conductivité croît lorsque la température s'élève.

L'étude des propriétés spécifiques des corps de la première catégorie n'ayant donné lieu à aucun progrès important, nous nous occuperons ici seulement des électrolytes et des diélectriques.

Comparaison des électrolytes dissous et fondus. — Faraday (1) et Matteucci (2) ont montré que la décomposition

(1) Faraday, *Exp. Researches*, 3e série, p. 377 et 7e série, p. 283.
(2) Matteucci, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 2e série, t. LVII.

par le courant des électrolytes fondus obéit à la loi des équivalents électrochimiques, et que la nature de la décomposition produite par le courant est la même pour les sels soit fondus, soit dissous.

On peut se demander si la présence du dissolvant n'introduit cependant pas des complications spéciales qui disparaîtraient dans l'électrolyse des sels fondus. A ce point de vue, il y a un intérêt de premier ordre à pousser le plus loin possible le parallèle entre les deux sortes d'électrolytes.

A. *Conductivité.* — MM. Bouty et L. Poincaré ([1]) et plus tard M. L. Poincaré ([2]) ont obtenu des mesures précises de la conductivité des sels fondus par des méthodes qui éliminent complètement la polarisation des électrodes.

MM. Bouty et Poincaré ont mesuré la différence de potentiel entre deux points de la masse de sel fondu par l'emploi d'électrodes impolarisables de zinc amalgamé dans du sulfate de zinc. Ils établissaient la communication électrométrique par l'intermédiaire d'une mèche d'amiante, humectée à sa partie inférieure par le sel fondu (azotate alcalin), à sa partie supérieure par le même sel en dissolution dans l'eau.

M. L. Poincaré a utilisé d'une manière plus simple la propriété que possède un métal de ne pas se polariser sensiblement au contact de traces d'un sel du même métal. Après avoir montré que cette propriété s'étend aux sels fondus, il a fait usage d'électrodes d'argent, en ajoutant au sel fondu à étudier des traces d'un sel d'argent insuffisantes pour produire une modification appréciable de sa conductivité.

L'auge électrolytique, formée soit d'un tube de verre peu fusible (Bouty et Poincaré), soit d'un système de tubes et de creusets de porcelaine limitant une colonne électrolytique de dimensions connues (L. Poincaré), est chauffée au bain d'air dans une enceinte ou portion d'enceinte à température sensiblement invariable. La conductivité que le verre et

([1]) Bouty et L. Poincaré, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 6e série, t. XVII, 1889.

([2]) L. Poincaré, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 6e série, t. XXI, p. 289; 1890.

la porcelaine acquièrent aux températures élevées proscrivent l'emploi des bains-marie liquides, et peuvent être, dans les meilleures conditions réalisables, l'occasion d'erreurs dont il faudra savoir tenir compte.

Les principaux résultats de ces expériences sont réunis dans les formules suivantes qui donnent, en ohms, la résistivité spécifique r_t à la température centigrade t :

Sel.	Auteurs.	r_t.
Azotate de potasse	B. et P...	$0,724 : [1+0,005(t-350)]$
» de soude	» ...	$1,302 : [1+0,005(t-350)]$
» d'argent	P. . .	$1,220 : [1+0,00272(t-350)]$
» d'ammonium	» ...	$0,400 : [1+0,0073(t-200)]$
Chlorure de potassium	» ...	$1,788 : [1+0,0068(t-750)]$
» de sodium	» ...	$3,40 : [1+0,0060(t-750)]$
» de calcium (anhydre)	» ...	$1,16 : [1+0,0046(t-750)]$
Chlorure de plomb	» ...	$1,56 : [1+0,0003(t-508) + 0,0000007(t-508)^2]$
Bromure de potassium	» ...	$1,40 : [1+0,0045(t-750)]$
» de sodium	» ...	$2,85 : [1+0,0045(t-750)]$
Iodure de potassium	» ...	$1,16 : [1+0,004(t-650)]$
» de sodium	» ...	$2,30 : [1+0,004(t-650)$
Chlorate de potasse		0,454 à 355°
» de soude..............		0,653 à 265°

Comme pour les sels dissous, la résistivité décroît et, par conséquent, la conductivité croît quand la température s'élève; la résistivité s'exprime dans des limites assez larges par une fonction linéaire de la température; quelquefois (chlorure de plomb), une formule parabolique paraît nécessaire.

Par leur ordre de grandeur, les conductivités des électrolytes fondus au voisinage du point de fusion sont tout à fait comparables aux conductivités que présentent, à la température ordinaire, les dissolutions électrolytiques concentrées. Aux mêmes températures, les sels de soude fondus conduisent environ deux fois moins que les sels de potasse correspondants, mais le coefficient de variation avec la température est le même pour les deux espèces de sels.

La conductivité des mélanges de sels fondus sans action

chimique se déduit de la conductivité des éléments du mélange par un simple calcul de moyenne : cette propriété a d'abord été démontrée par MM. Bouty et Poincaré pour les mélanges d'azotates de potasse et de soude, puis étendue par M. Poincaré aux mélanges de chlorures de potassium et de sodium. Dans ces deux cas, les sels mêlés ayant des densités peu différentes, il est indifférent de rapporter la moyenne aux poids ou aux volumes des corps mêlés; mais si l'on mêle à l'azotate de potasse ou de soude de l'azotate d'argent, dont la densité est à peu près double, l'expérience apprend que la moyenne doit être rapportée aux volumes.

Si la conductivité d'un mélange de sels fondus s'écarte de la moyenne ainsi calculée, on sera en droit de conclure à l'existence d'une réaction chimique entre les sels mêlés. M. L. Poincaré a fourni quelques exemples de réactions connues, dont il a pu ainsi manifester la production par de simples mesures de résistance électrique.

B. *Thermo-électricité.* — M. L. Poincaré a étudié la force électromotrice thermo-électrique d'électrodes métalliques dans un sel fondu du même métal : à cet effet, les électrodes plongent dans deux vases poreux contenant l'électrolyte fondu, plongés eux-mêmes dans un bain du même sel; on provoque les différences de température aux deux électrodes en mêlant de sable le bain électrolytique autour de l'un des vases poreux seulement, de manière à former dans cette région une pâte presque solide assez mauvaise conductrice de la chaleur.

La force électromotrice mesurée est proportionnelle à la différence de température des deux électrodes. Le Tableau suivant donne les forces électromotrices rapportées à une différence de température de 1°. Le signe + signifie que le métal chaud est, à l'extérieur, le pôle positif de la pile thermo-électrique.

En regard des résultats de M. L. Poincaré pour le sel fondu, on a fait figurer les résultats correspondants de M. Bouty [1] pour le sel dissous.

---

[1] BOUTY, *Journal de Physique*, 1re série, t. IX; 1880.

	Sel fondu.	Sel dissous.
	volt	volt
Argent — Azotate d'argent....	— 0,00027	— 0,00022
Zinc — Chlorure de zinc.....	— 0,00013	+ 0,00012
Étain — Chlorure d'étain.....	— 0,00028	»

Le parallélisme est absolument complet.

C. *Polarisation.* — M. L. Poincaré a étudié la force électromotrice de polarisation maximum d'électrodes d'argent, d'or ou de fer dans les azotates ou chlorates alcalins fondus, et il a observé que cette force électromotrice décroît quand la température s'élève, et tend vers zéro quand le sel atteint la température où il se décompose spontanément.

Par exemple, avec des électrodes d'argent, dans l'azotate de soude, la polarisation maximum est tombée de $0^{volt},33$, à la température de 330°, à $0^{volt},02$ à 440°; elle paraît complètement nulle à 460° quand les vapeurs rutilantes apparaissent. La chute de la polarisation est encore plus brusque pour l'azotate d'ammoniaque ou le chlorate de potasse; avec ce dernier sel et des électrodes d'or, la force électromotrice maximum de polarisation passe de $0^{volt},4$ à $0^{volt},09$ à l'instant où les premières bulles d'oxygène apparaissent aux électrodes.

Ainsi l'énergie électrique dissipée (en dehors de la chaleur de Joule), dans une auge électrolytique à sel fondu proportionnelle à la force électromotrice de polarisation, paraît s'annuler à la température de la décomposition spontanée. La décomposition électrolytique du sel ne consommerait alors aucune énergie.

D. *Piles à électrolytes fondus.* — M. L. Poincaré a étudié notamment le couple réversible

Zinc solide | chlorure de zinc fondu | chlorure d'étain fondu
| étain fondu

et reconnu que la force électromotrice de ce couple, égale à $0^{volt},355$, est sensiblement constante entre 270° et 350°. Cet élément est comparable à un élément Daniell.

Vers 220°, cette même pile, devenue entièrement solide, possède encore une conductivité suffisante pour qu'on puisse mesurer sa force électromotrice en circuit ouvert. M. L. Poincaré trouve, pour cette force électromotrice, $0^{volt},37$, tandis que la force électromotrice, calculée d'après les données thermochimiques de Thomsen (en supposant négligeable l'effet des phénomènes de Peltier) est égale à $0^{volt},363$. La somme des forces électromotrices correspondant, dans cette pile, aux phénomènes de Peltier est donc très sensiblement nulle, et la chaleur voltaïque égale à la chaleur chimique [1].

L'ensemble des recherches de M. L. Poincaré nous fait donc envisager les phénomènes de l'électrolyse qu'il a étudiés dans les sels fondus comme absolument parallèles à ceux de l'électrolyse des sels dissous. La complication apportée par le dissolvant paraît se manifester exclusivement : 1° par les réactions secondaires de l'électrolyse auxquelles ce dissolvant peut prendre part; 2° par les phénomènes dits de *partage du dissolvant* entre les éléments d'un mélange d'électrolytes dissous, et de *transport des ions* dont l'équivalent dans l'électrolyse des sels fondus ou bien n'existe pas ou bien correspond à des phénomènes demeurés jusqu'ici inconnus.

DISSOLVANTS AUTRES QUE L'EAU. — L'électrolyse des sels dissous dans d'autres corps que dans l'eau a été relativement peu étudiée; des expériences assez nombreuses ont été faites sur les dissolutions alcooliques et éthérées, sans amener à constater autre chose qu'une analogie générale des phénomènes avec ceux des dissolutions aqueuses. Les conductivités, les forces électromotrices de polarisation conservent le même ordre de grandeur.

Nous nous bornerons à signaler quelques recherches de M. Bouty [2] sur la dissolution des azotates alcalins dans

---

(1) *Voir* t. IV, 2e fasc., p. 263 à 272.

(2) BOUTY, *Sur la conductibilité de l'acide azotique et sur une généralisation de la loi des conductibilités moléculaires;* Mémoires publiés par la Société philomathique, à l'occasion du centenaire de sa fondation, Paris, Gauthier-Villars, 1888; *Journal de Phys.*, 2e série, t. VII, p. 526.

l'acide azotique fumant. L'acide azotique exactement monohydraté ne rentre pas dans la catégorie des électrolytes proprement dits; mais les acides employés par M. Bouty contenaient de $\frac{1}{10}$ à $\frac{1}{4}$ d'équivalent d'eau en plus et possédaient une conductivité faible. Quand on dissout un azotate alcalin dans un tel acide, la conductivité de la dissolution croît d'abord proportionnellement à la quantité de sel dissous, passe par un maximum, enfin décroît pour les solutions très concentrées, qui contiennent probablement des composés définis d'azotate alcalin et d'acide azotique.

Pour les dissolutions très étendues, on peut déterminer la conductivité moléculaire du sel dissous, comme dans le cas des dissolutions aqueuses. Les azotates d'ammonium, de potassium, de rubidium et de thallium possèdent des conductivités moléculaires identiques, bien que le poids de la molécule varie ici, de l'ammonium au thallium, dans un rapport supérieur à 3. L'azotate de soude, qui, en dissolution aqueuse très étendue, présente une conductivité moléculaire inférieure de $\frac{1}{10}$ à celle des azotates de potasse ou d'ammoniaque, présente, dans le cas actuel, la même anomalie.

Si l'on ajoute progressivement de petites quantités d'eau à l'acide azotique fumant, les azotates dissous conservent des conductivités moléculaires égales; mais ces conductivités diminuent rapidement et paraissent tendre vers zéro.

La conductivité moléculaire des azotates alcalins dissous dans l'acide azotique au maximum de concentration employée par M. Bouty est un peu supérieure à la conductivité moléculaire relative aux solutions aqueuses.

Ajoutons que, dans un travail récent mais malheureusement un peu sommaire, M. Cady [1] a constaté que l'ammoniaque liquéfiée à — 34° possède une conductivité très faible, mais que les sels, assez nombreux, qu'elle est susceptible de dissoudre, fournissent des dissolutions au moins aussi conductrices que les dissolutions aqueuses des mêmes sels.

Il y aurait un grand intérêt, au point de vue de la théorie de l'électrolyse, à réaliser des mesures analogues avec le plus

---

[1] CADY, *Journal of physical Chemistry*, t. I, p. 707; 1897.

grand nombre de dissolvants possibles, en choisissant ces dissolvants de préférence parmi les substances minérales liquides ou fondues.

PHÉNOMÈNES DE PELTIER ET DE THOMSON DANS LES ÉLECTROLYTES. — M. Bagard (¹) a étudié avec le plus grand soin les phénomènes thermo-électriques et électrothermiques au contact de deux électrolytes (²).

La force électromotrice thermo-électrique est, en général, représentée par une fonction parabolique de la température; il y a donc un point neutre, de part et d'autre duquel le phénomène de Peltier doit éprouver une inversion. Le phénomène du transport électrique de la chaleur (³) (effet Thomson) doit aussi exister.

Pour mettre en évidence le phénomène de Peltier, il sera nécessaire, eu egard à la petitesse extrême des grandeurs à mesurer, d'employer un dispositif thermométrique des plus délicats. M. Bagard a fait usage d'un bolomètre différentiel dont les résistances sensibles se placent à la surface même de séparation des deux électrolytes, constituée par une membrane de baudruche.

L'inversion du phénomène de Peltier a été mise en évidence à l'aide de deux couples de solutions de sulfate de zinc, le premier à 5 pour 100 et à 15 pour 100 (dont le point d'inversion est à 40°), le second à 5 pour 100 et à 25 pour 100 (dont le point d'inversion est à 50°). Des expériences, faites les unes vers 18° ou 20°, les autres de 60° à 70°, montrent, sur un même couple, une inversion très nette du sens de l'effet Peltier.

M. Bagard a réussi à démontrer l'existence de l'effet Thomson de la manière suivante. L'électrolyte que l'on veut étudier est placé dans deux vases B_1 et B_2 à la température ordinaire, communiquant par des tubes verticaux I et II avec un même vase supérieur A porté à une température plus élevée. Si l'on

(¹) BAGARD, Thèse de doctorat, Paris (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 7ᵉ série, t. III, p. 83; 1894).

(²) *Voir* t. IV, 2ᵉ fasc., p. 246.

(³) *Ibid.*, p. 136.

renverse périodiquement le sens du courant lancé dans l'appareil (de B_1 vers B_2 ou inversement), et, si le phénomène de Thomson existe, l'un des tubes I et II s'échauffera, l'autre se refroidira, en vertu de cet effet Thomson; les températures des deux colonnes électrolytiques oscilleront donc, à chaque renversement, autour d'une certaine valeur moyenne. L'oscillation des températures entraînera une variation correspondante de résistance des colonnes liquides. La méthode employée par M. Bagard consiste précisément à comparer électrométriquement ces deux résistances et à manifester la rupture alternative de l'équilibre du pont de Wheatstone qui résulte du renversement du courant. Les expériences ont porté sur les sulfates de zinc et de cuivre et sur le chlorure de zinc : elles ont montré nettement l'existence d'un transport de la chaleur positif, c'est-à-dire dans le sens du courant. L'effet Thomson n'a, au contraire, pu être manifesté sur le sulfate de nickel : dans ce dernier liquide, l'effet Thomson doit donc être beaucoup plus faible que dans les trois premiers.

CAPACITÉS DE POLARISATION. — On a envisagé la polarisation des électrodes, tantôt comme un phénomène purement physique, tantôt comme le résultat d'une véritable altération chimique des surfaces; cette altération, facile à mettre en évidence dans beaucoup de cas ([1]), encore contestée dans quelques autres, tend de plus en plus à se manifester comme absolument générale à mesure que les phénomènes sont analysés de plus près.

M. Bouty ([2]) a repris l'étude des capacités de polarisation, en employant à cet effet la mesure du courant de charge et celle du courant de décharge, qui se contrôlent l'une par l'autre; la comparaison des deux sortes de courant permet de préciser la notion de capacité initiale, introduite par M. Blondlot. Cette comparaison est, d'ailleurs, éminemment propre à

([1]) *Voir* t. IV, 2e fasc., p. 281 à 308.
([2]) BOUTY, *Ann. de Ch. et Phys.*, 7e série, t. III, p. 145; 1894.

mettre en évidence la production plus ou moins durable d'altérations chimiques, concomitantes de la polarisation.

A. *Étude du courant de charge.* — On introduit, dans le circuit de l'électrolyte, une très grande résistance métallique R et une force électromotrice E très considérable par rapport aux forces électromotrices de polarisation qui doivent se développer. Dans ces conditions, l'intensité I du courant dans le circuit est très sensiblement constante. Supposons, pour simplifier, que la résistance r de l'auge électrolytique puisse être négligée devant la résistance extérieure R. Un condensateur étalon, dont la capacité est négligeable par rapport à celle du voltamètre, est placé en dérivation sur cet appareil et permet ainsi d'obtenir, à l'instant que l'on choisira, la différence de potentiel établie entre les électrodes, qui, dans le cas particulier considéré, se réduit à la force électromotrice de polarisation p. Connaissant la force électromotrice E et la résistance R du circuit, on en déduit l'intensité $I = \frac{E}{R}$ du courant, et enfin la quantité d'électricité

$$Q = \frac{E}{R} t$$

qui a passé dans le circuit pendant le temps t.

Un pendule de torsion de très grande masse opère, en oscillant, les commutations nécessaires; le circuit demeure fermé pendant la durée connue, t, d'une ou de plusieurs oscillations; on calcule Q et l'on mesure p, par exemple en déchargeant le condensateur auxiliaire sur un électromètre capillaire, étalonné à cet effet.

B. *Étude du courant de décharge.* — On ignore *a priori* si toute la quantité d'électricité qui a passé dans le voltamètre a été employée à produire la polarisation, c'est-à-dire si cette quantité d'électricité est ou non susceptible d'être entièrement récupérée sous forme de courant de décharge.

Pour étudier ce courant, après avoir fait passer le courant polarisant dans le voltamètre pendant une durée connue, on charge le pendule d'opérer les commutations nécessaires pour

exclure du circuit la force électromotrice de charge, et fermer au même instant le voltamètre sur une résistance connue. Le condensateur auxiliaire demeure en dérivation sur le voltamètre. En déchargeant ce condensateur sur l'électromètre, on obtiendra, à un instant choisi, la valeur que possède en cet instant la force électromotrice de polarisation résiduelle.

C. *Résultats généraux.* — L'étude du courant de charge, considérée seule, confirme les résultats obtenus par M. Blondlot [1].

Un voltamètre est comparable, non à un condensateur unique, mais à un système de deux condensateurs formés par les deux électrodes et réunis en série. Imaginons que ce sont des condensateurs parfaits. La capacité C du voltamètre, considéré dans son ensemble, est liée aux capacités C_1 et C_2 des deux électrodes par la relation

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}.$$

Soient S_1, S_2 les surfaces des électrodes, K_1 et K_2 leurs capacités rapportées à l'unité de surface

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{K_1 S_1} + \frac{1}{K_2 S_2}.$$

L'artifice employé par M. Blondlot consiste à rendre S_1 très petit par rapport à S_2, de sorte que la capacité du voltamètre se confond avec celle de la petite électrode. Ici, au contraire, on a laissé à S_1 et à S_2 des valeurs égales, ou tout au moins comparables entre elles; mais, les deux électrodes étant de nature et de préparation identiques, K_1 est égal à K_2 et sa valeur se déduit immédiatement de la mesure de la capacité C du voltamètre, quand on connaît S_1 et S_2.

On sait que le phénomène de la dépolarisation spontanée s'oppose à ce que l'on puisse assimiler une électrode à un

---

[1] *Voir* t. IV, 2e fasc., p. 303.

condensateur parfait. La capacité apparente $\frac{Q}{p}$ est donc vaviable avec le temps de charge. M. Blondlot a défini sous le nom de *capacité initiale* la limite de $\frac{dQ}{dp}$ quand le temps de charge tend vers zéro; il a montré que cette capacité initiale, indépendante du *sens* de la polarisation, croît rapidement avec la polarisation acquise p, tandis que la capacité d'un condensateur parfait est une constante absolue.

L'étude du courant de décharge permettrait de même de définir et de mesurer une *capacité initiale de décharge* $-\frac{dQ}{dp}$, correspondant à une polarisation acquise p. Or, en général, cette capacité ne coïncide nullement avec celle que l'on obtient, pour la même valeur de p, à l'aide du courant de charge. Il y a d'ailleurs plusieurs cas à distinguer.

1° Supposons d'abord que l'électrolyte ne contient pas la moindre trace d'un sel du métal dont sont formées les électrodes. L'expérience apprend que la quantité totale d'électricité du courant de charge est récupérable par la décharge *au bout d'un temps suffisamment long;* mais, contrairement à ce qui a lieu pour la charge statique d'un condensateur à lame d'air, elle n'est pas *immédiatement disponible* en totalité. Elle est débitée suivant une loi complexe qui dépend non seulement de la résistance du circuit et de la valeur actuelle de la polarisation, mais aussi des *états antérieurs* de l'électrode; par exemple du temps qu'avait duré la charge, du temps écoulé depuis que la décharge est commencée. Il suit de là que, tandis que, pendant la charge, la capacité initiale $\frac{dQ}{dt}$ croît avec p, l'inverse peut se produire pendant la décharge, et qu'alors c'est aux plus petites polarisations que paraissent correspondre les plus grandes capacités initiales. La condition nécessaire pour que le phénomène de la polarisation soit *réversible,* c'est-à-dire pour que $\frac{dQ}{dt}$ prenne des valeurs égales pour des valeurs égales de p dans la charge et dans la décharge, c'est que la charge et la décharge

soient infiniment courtes, et que la polarisation maximum atteinte soit infiniment petite. La notion de *capacité initiale* n'a donc de sens précis que pour $t = 0$ et $p = 0$.

Les *phénomènes résiduels* à longue période que nous venons de signaler sont d'autant plus importants, avec des électrodes de platine par exemple, que la durée de charge et la polarisation maximum acquise sont elles-mêmes plus considérables. Il paraît impossible de les interpréter autrement que par la formation et la destruction de véritables combinaisons chimiques, plus ou moins analogues à celles qui se produisent dans les piles secondaires proprement dites ([1]).

2° Supposons, en second lieu, que l'électrolyte contient quelque trace d'un sel du métal des électrodes. Si à du chlorure de sodium baignant des électrodes de platine on ajoute de faibles traces de chlorure de platine, la polarisation p, produite en un temps donné par un courant d'intensité donnée, ne s'annule pas subitement, mais elle diminue d'autant plus que la quantité de chlorure de platine ajoutée devient plus notable. En même temps, la quantité Q' d'électricité récupérable par la décharge devient inférieure à la quantité Q employée pour la charge et tend vers zéro en même temps que p. Une partie de plus en plus notable du courant de charge traverse le voltamètre sans le polariser, comme si le voltamètre à chlorure de sodium pur portait en dérivation un second voltamètre à chlorure de platine pur, c'est-à-dire à électrodes impolarisables.

Dans le cas que nous analysons, la capacité initiale apparente, calculée par les expériences de charge, même pour $t = 0$ et $p = 0$, croît rapidement avec la quantité de chlorure de platine ajoutée, puisque, *dès l'origine*, une partie de l'électricité qui passe n'est employée ni à produire la polarisation, ni à former les résidus : la capacité initiale vraie ne peut plus être déterminée que par des expériences de décharge.

Le cas que nous venons de produire artificiellement se trouve le plus souvent réalisé de lui-même avec les métaux plus altérables que le platine : les capacités apparentes de

---

(1) *Voir* t. IV, 2e fasc., p. 276.

charge sont toujours très grandes et le deviennent d'autant plus que le métal est demeuré plus longtemps en contact avec un électrolyte non privé d'air.

PHÉNOMÈNES ÉLECTROCAPILLAIRES. — Dès 1889, M. Warburg [1] a insisté sur l'influence qu'exerce sur ces phénomènes l'oxygène dissous dans les électrolytes. Il a montré notamment qu'un électrolyte non privé d'air, en contact avec le mercure, contient toujours des traces d'un sel de ce métal; et il a prouvé qu'une part au moins de la force électromotrice de polarisation doit être rattachée à la concentration ou à la destruction progressives de ce sel, suivant le sens dans lequel passe le courant. Plus tard [2], M. Warburg a montré le rôle que l'on peut attribuer à l'électrolyse d'un sel de mercure dissous dans l'interprétation des phénomènes électrocapillaires : le passage d'un courant dans l'électromètre capillaire produit une variation de concentration du sel de mercure au contact du mercure de la pointe, modifie la constante capillaire en vertu de cette altération et transforme l'appareil en une *pile de concentration* dont la force électromotrice équilibre bientôt la force électromotrice polarisante.

Si cette force électromotrice devient suffisamment grande, dans le sens d'une polarisation négative de la pointe, le phénomène se complique par la formation d'un amalgame, ainsi que l'a établi notamment M. G. Meyer [3]. Il peut alors arriver que la tension superficielle, après avoir passé par un maximum, redescende beaucoup au-dessous de sa valeur normale. M. Gore [4] a même découvert que le cyanure de potassium en dissolution suffisamment concentrée, employé, au lieu d'eau acidulée, dans un électromètre capillaire, donne au ménisque mercuriel, avec les plus petites forces électromotrices, un mouvement toujours de sens contraire à celui que

(1) WARBURG, *Wied. Ann.*, t. XXXVIII, p. 322; 1889. — *Journal de Physique*, 2e série, t. IX, p. 102.

(2) WARBURG, *Wied. Ann.*, t. XLI, p. 1; 1890. — *Journal de Physique*, 2e série, t. X, p. 545.

(3) G. MEYER, *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 508; 1892.

(4) GORE, *Proceed. of the Roy. Soc. of Lond.*, t. XXXII, p. 85; 1881.

nous sommes habitués à constater. L'égalité approchée des valeurs que prend le plus souvent la constante capillaire du mercure polarisé au contact de divers électrolytes ([1]), pour une même valeur de la force électromotrice de polarisation, ne saurait donc être considérée comme une loi générale ([2]).

Ces complications ne touchent en rien aux relations fondamentales démontrées par M. Lippmann ([3]), lesquelles sont indépendantes de toute hypothèse sur la nature purement physique ou physico-chimique de la polarisation : on sait que ces relations se déduisent uniquement de l'application des principes de la conservation de l'énergie et de la conservation de l'électricité.

Capacité de l'électromètre capillaire ([4]).— D'après M. Lippmann, la quantité d'électricité dQ à fournir à une surface de mercure, pour faire varier sa surface de dS et sa polarisation de dx, est

$$dQ = X dS + YS dx, \tag{1}$$

et l'on a, en désignant par A la tension superficielle à la surface de contact,

$$\begin{cases} X = -\dfrac{dA}{dx}, \\ Y = -\dfrac{d^2A}{dx^2}; \end{cases} \tag{2}$$

Y est la *capacité électrique de polarisation par unité de surface à surface constante* ou capacité de polarisation proprement dite; X est une quantité jouant un rôle analogue et qu'on peut nommer la *densité électrique par unité de surface créée à potentiel constant*.

Considérons un électromètre capillaire dont les deux mercures ont été portés à la différence de potentiel x et qu'on

---

([1]) *Voir* t. IV, 2e fasc., p. 312.
([2]) *Voir* aussi Gouy, *Comptes rendus*, t. CXIV, p. 211.
([3]) *Voir* t. IV, 2e fasc., p. 320.
([4]) Bouty, *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. III; 1894.

ramène par la pression au zéro du micromètre; nous supposons que l'appareil est alors séparé de la pile de charge et qu'on lui fournit une quantité d'électricité dQ, sans modifier la pression. Il s'agit de déterminer la variation dx correspondante de la différence de potentiel ou, ce qui revient au même, la capacité C de l'électromètre. On a, par définition et par application des formules (1) et (2),

$$C = \frac{dQ}{dx} = -\frac{dA}{dx}\frac{dS}{dx} - S\frac{d^2A}{dx^2}. \tag{3}$$

Supposons, pour fixer les idées, qu'on rende le petit mercure négatif. La variation de surface du ménisque étant nulle, la variation de surface dS se réduit à la suppression de la surface latérale d'un cylindre, ou plutôt d'un tronc de cône, de rayon moyen r et de longueur dy

$$-dS = 2\pi r\,dy.$$

On reconnaît sans peine que, pour une valeur donnée de x, dy est proportionnel à dA. On a donc, en désignant par **K** une constante instrumentale,

$$dS = -K\,dA,$$

$$C = K\left(\frac{dA}{dx}\right)^2 - S\frac{d^2A}{dx^2}.$$

Ainsi, la capacité de l'électromètre se compose de deux termes. Pour juger de leur importance relative, M. Bouty compare expérimentalement la capacité d'un électromètre capillaire ordinaire à celle d'un appareil analogue à l'électromètre, mais dans lequel le petit mercure est immobilisé ([1]). Il trouve que cette dernière capacité est toujours très petite par rapport à celle de l'électromètre, tout au moins pour des valeurs de x voisines de zéro. Dans ces conditions, le second

---

([1]) Pour obtenir l'immobilité du ménisque, il suffit de remplacer la partie supérieure d'un électromètre par une sorte de thermomètre à mercure renversé, dont le réservoir livre passage à un fil de platine et dans la tige duquel se trouve le ménisque.

terme de C est donc petit par rapport au premier. La capacité de l'électromètre varie donc d'abord à peu près proportionnellement au carré de la capacité $\frac{dA}{dx}$; elle décroît rapidement à mesure que x augmente et que A s'approche de son maximum.

M. Bouty a vérifié cette curieuse conséquence des formules de M. Lippmann en faisant usage du quartz piézoélectrique de M. Curie ([1]). On sait que cet appareil, chargé de poids, produit des quantités d'électricité proportionnelles à ces poids et d'ailleurs connues en valeur absolue. La capacité du quartz piézoélectrique est négligeable par rapport à celle de l'électromètre; si donc on décharge le quartz sur l'électromètre, on peut dire que celui-ci reçoit la totalité de la charge δQ produite sur le quartz; on cherche à reproduire, à l'aide d'une force électromotrice δx connue, la dénivellation de l'électromètre due à la décharge du quartz. On connaît donc ainsi les valeurs correspondantes δQ et δx. On en déduit $C = \frac{\delta Q}{\delta x}$.

M. Bouty a ainsi vérifié le décroissement rapide de la capacité C, à mesure que x augmente, et sa proportionnalité approchée à $\left(\frac{dA}{dx}\right)^2$.

CAPACITÉS THÉORIQUES DU MERCURE. — L'étude d'un électromètre capillaire permet de déterminer en valeur absolue la constante capillaire A en fonction de la force électromotrice de polarisation x et, par conséquent, aussi de mesurer les capacités électriques X et Y du mercure au contact de l'eau acidulée ([2]). En utilisant les données fournies à cet égard par M. Lippmann lui-même, entre $0^{\text{volt}},5$ et $1^{\text{volt}},4$, on trouve

$$A = 298 + 0,3905\left(\frac{796,5\,x}{1,1.10^5} - \frac{442,5}{1,1^2.10^{16}}x^2\right).$$

([1]) *Voir* t. IV, 1er fasc., p. 384.

([2]) LIPPMANN, *Comptes rendus*, t. XCV, p. 686; 1882. — BOUTY, *loc. cit.*

On en déduit, pour la capacité Y à surface constante,

$$Y = -\frac{d^2A}{dx^2} = \frac{285,5}{10^{16}}.$$

Cette capacité, *indépendante de la force électromotrice*, serait donc de $28^{mf},5$ par centimètre carré. Cette valeur doit être sensiblement correcte dans la région du maximum de polarisation.

Pour de petites valeurs de x, l'expérience ne permet plus de considérer la capacité Y comme indépendante de la force électromotrice; l'examen rigoureux des nombres fournis par M. Lippmann montre que cette capacité décroît quand x s'élève. Pour $x = 0$, elle serait environ cinq fois plus forte que dans la région du maximum de polarisation, soit de 140^{mf} environ par centimètre carré. Telle serait la valeur, assez incertaine, de la *capacité initiale* du mercure en contact avec l'eau acidulée.

Les complications expérimentales indiquées ci-dessus ne permettent pas de contrôler ces valeurs théoriques par des mesures directes. L'étude des courants de charge fournirait des valeurs de la capacité initiale très variables et, en général, encore plus considérables que celles que nous venons de déterminer.

CAPACITÉ DU PLATINE. — En ce qui concerne le platine, sa capacité initiale dépend, ainsi que l'ont observé MM. Blondlot et Bouty, d'une multitude de circonstances accessoires qu'il serait trop long d'énumérer; nous nous bornerons à indiquer que, dans les sels fondus ([1]) à basse température, la capacité initiale du platine ne diffère pas essentiellement de celle qu'il possède dans les mêmes sels en dissolution concentrée. Dans les sels fondus, cette capacité croît rapidement avec la température; dans les sels dissous, la capacité de polarisation, sensiblement indépendante de la dilution jusqu'à des dilutions très grandes, croît ensuite lentement avec la dilution.

([1]) BOUTY, *loc. cit.*

SUPERPOSITION DE LA CONDUCTIVITÉ ÉLECTROLYTIQUE ET DE LA POLARISATION DIÉLECTRIQUE. — Dans l'enseignement élémentaire, on oppose en bloc les corps conducteurs et isolants. Il s'ensuit que l'on est porté à considérer comme incompatibles les propriétés caractéristiques des deux sortes de corps : la conductivité électrique, d'une part; de l'autre, le pouvoir diélectrique. Cependant l'expérience nous apprend que les diélectriques, tout au moins les diélectriques liquides, possèdent une faible conductivité, et rien n'autorise *a priori* à considérer les corps conducteurs comme dénués de pouvoir diélectrique. Nous voyons des corps, isolants à froid, acquérir nettement à chaud les propriétés caractéristiques des électrolytes. Ont-ils perdu complètement leur manière d'être primitive? C'est d'autant moins vraisemblable que, lorsqu'il n'y a pas eu de changement d'état, tel que la fusion, par exemple, la transition s'est faite d'une manière absolument insensible.

MM. Cohn et Arons [1] ont, les premiers, posé nettement la question de la superposition du pouvoir diélectrique et de la conductivité, et ils ont réussi à mesurer à la fois la conductivité et le pouvoir diélectrique d'un même liquide. Plus tard, M. Bouty [2] a exécuté des expériences du même genre par une méthode analogue, mais beaucoup plus simple, que nous exposerons de préférence.

Considérons un condensateur à lame à la fois diélectrique et conductrice. Un tel appareil peut être assimilé à un condensateur parfait dont les armatures seraient réunies par un fil conducteur de grande résistance R. Si l'on met les deux armatures du condensateur en relation avec les pôles d'une pile par des conducteurs sans résistance sensible, les armatures auront reçu leurs charges définitives en un temps θ très court; pendant le même intervalle, le fil R n'aura été traversé que par une quantité d'électricité absolument négligeable. Pratiquement, la pile n'aura donc débité que la quantité

---

(1) Cohn et Arons, *Wied. Ann.*, t. XXVIII, p. 454; 1861, et t. XXXIII, p. 13 et 61; 1888. — *Journal de Physique*, 2e série, t. VI, p. 546, et t. VII, p. 379.

(2) Bouty, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XXVII, p. 62; 1892.

d'électricité nécessaire à la charge. Ultérieurement, la charge du condensateur demeurera invariable, et la pile ne débitera plus que la quantité d'électricité nécessaire pour entretenir le courant dans le fil R.

Soient E la force électromotrice de la pile, C la capacité du condensateur. Si les conditions sont telles que la durée θ de sa charge puisse être considérée comme négligeable, la quantité d'électricité totale fournie par la pile (ou le courant de charge, pendant le temps t) sera

$$Q = CE + \frac{E}{R} t = \frac{E}{R}(CR + t). \tag{1}$$

Dans l'expérience réelle qu'il s'agit d'interpréter, la résistance que nous avons placée entre les armatures de notre condensateur imaginaire se réduit à celle de la lame diélectrique qui sépare les armatures du condensateur. Or, entre la capacité C d'un condensateur de forme quelconque et la résistance R d'une masse conductrice remplissant l'intervalle des armatures, subsiste la relation générale [1]

$$CR = \frac{K\rho}{4\pi}; \tag{2}$$

ρ désigne la résistance spécifique de la matière conductrice *évaluée dans le système électrostatique,* K la constante diélectrique de la matière isolante. Ici, ces deux matières ne sont plus qu'une seule et même substance.

De (1) et (2) on tire

$$Q = \frac{E}{R}\left(\frac{K\rho}{4\pi} + t\right). \tag{3}$$

Soit q la charge que prendrait un condensateur à lame d'air de dimensions identiques à celles de notre condensateur réel, chargé au moyen de la même pile; on a

$$q = \frac{C}{K} E = \frac{\rho}{4\pi R} E, \tag{4}$$

$$\frac{Q}{q} = K + \frac{4\pi}{\rho} t. \tag{5}$$

---

[1] *Voir* t. IV, 2ᵉ fasc., p. 55.

Si l'on connaît q et si l'on possède un système d'au moins deux valeurs de Q, correspondant à des durées t différentes, on déterminera K et ρ par l'équation (5). Il est inutile de connaître la forme exacte du condensateur, dont les armatures doivent seulement conserver une position relative invariable; la méthode n'exige que la mesure relative de courants de charge et la mesure absolue du temps.

Il est à remarquer que cette méthode, ou toute autre analogue, ne peut fournir à la fois des valeurs précises pour les deux inconnues K et ρ que si les deux termes du second membre de (5) sont du même ordre de grandeur, c'est-à-dire si la valeur numérique de la résistance spécifique électrostatique ρ, qui a les dimensions d'un temps, est du même ordre de grandeur que les temps t employés dans les mesures. Si ρ est trop petit, l'effet de la conductivité domine de manière à rendre la mesure du pouvoir diélectrique illusoire; si ρ est trop grand, le pouvoir diélectrique seul est bien déterminé.

Il suit de là que l'on parviendra à étendre les mesures à des corps de plus en plus conducteurs, à mesure que l'appareil de commutation, qui doit être en même temps l'appareil de mesure du temps, permettra d'employer des durées plus courtes. M. Bouty a fait usage d'un pendule de torsion interrupteur qui permettait au plus d'atteindre le dix-millième de seconde. MM. Cohn et Arons employaient le pendule interrupteur de Helmholtz, qui peut donner jusqu'au millionième de seconde, ce qui leur a permis d'opérer dans des limites bien plus étendues.

Voici quelques-uns des résultats de ces recherches :

Au lieu de donner les valeurs de la résistance spécifique ρ électrostatique, nous donnons la valeur, en ohms, de la résistance spécifique électromagnétique ρ'.

Cohn et Arons.

		K.	ρ' en ohms.
Xylol pur		2,23	$1,69.10^{12}$
Mélanges d'aniline et de xylol	n° 1	2,39	$1,99.10^{10}$
	n° 2	2,71	$1,46.10^{9}$
	n° 3	3,09	$2,38.10^{8}$

Bouty.

	K.	ρ' en ohms.
Sulfure de carbone	2,715	$>1,5 \cdot 10^{13}$
Essence de térébenthine	2,314	$1,75 \cdot 10^{12}$
Benzine à 20°	2,21	$1,56 \cdot 10^{12}$
Benzine à 70°	2,22	$7,90 \cdot 10^{11}$
Benzine... 19, Alcool.... 1 en poids	2,635	$2,133 \cdot 10^{10}$

Les résistances spécifiques attribuées à un même liquide varient beaucoup d'un échantillon à un autre et peuvent être largement modifiées par des traces d'impuretés, notamment de substances salines dissoutes, dont la présence n'altère pas sensiblement la constante diélectrique. Cependant, on est en droit de penser que la totalité de la conduction ne doit pas être assignée aux seules impuretés; que *les mêmes molécules* peuvent être à la fois conductrices et diélectriques. Ainsi M. Bouty a pu appliquer sa méthode à des mélanges solides d'azotates alcalins pris à des températures très inférieures à leur point de fusion. *Il n'y a plus là que des molécules salines* et cependant la double propriété persiste.

MM. Cohn et Arons ont pu, par une variante de leur méthode, déterminer la constante diélectrique de liquides encore plus conducteurs que les mélanges d'aniline et de xylol. Ils ont ainsi trouvé des valeurs de la constante diélectrique en général très élevées :

	K.
Alcool amylique	15
Alcool éthylique	26
Eau distillée	76

De son côté, M. Bouty a trouvé, pour la glace à $-23°$, $K = 78,5$ (avec $\rho = 4,41 \cdot 10^9$ ohms). Ces valeurs considérables de la constante diélectrique ont été retrouvées par tous les expérimentateurs ([1]) qui ont mis en œuvre des durées de charge comparables au dix-millième ou au cent-millième de seconde.

([1]) Par exemple, M. Rosa.

DIÉLECTRIQUES SOLIDES. CONDUCTIVITÉ APPARENTE ET RÉSIDUS. — Les diélectriques solides présentent dans leur manière d'être des complications spéciales sur l'interprétation exacte desquelles on est encore loin d'être fixé.

Quand on charge ou que l'on décharge un condensateur à lame diélectrique solide, on observe des phénomènes résiduels que les physiciens ont d'abord attribués à une pénétration plus ou moins profonde des charges (1) dans la matière diélectrique; mais on n'a pas tardé à reconnaître que cette interprétation est absolument insuffisante. Si la pénétration des charges était réelle, elle devrait, au bout d'un temps suffisant, permettre la rencontre et la neutralisation de ces charges à travers le diélectrique, ce qui équivaudrait, au point de vue du circuit extérieur, à attribuer à la matière diélectrique une certaine conductivité permanente. Or MM. J. Curie (2) et Bouty (3) ont montré, chacun de leur côté, que, pour des corps tels que le mica, dont les résidus sont assez considérables, cette conductivité permanente est nulle. D'après M. Bouty, la résistance apparente que possède, au bout d'une heure de charge, un microfarad en mica de M. Carpentier serait supérieure à celle d'une colonne de mercure de 1^{mmq} de section et de longueur telle que la lumière, se propageant dans le vide, mettrait plus de trois mille ans à se transmettre d'une extrémité à l'autre de la colonne.

Voici du reste les phénomènes tels qu'ils sont analysés par MM. J. Curie et Bouty :

1° Soit un condensateur à lame diélectrique dont on suppose que les armatures sont réunies l'une à l'autre depuis un temps indéfini. Au moment où l'on place ce condensateur dans le circuit d'une pile de très faible résistance, il se produit une charge brusque du condensateur, s'opérant dans un temps inappréciable. Au courant instantané qui se produit

(1) *Voir* t. IV, 1er fasc., p. 193 et suiv.

(2) J. Curie, Thèse de doctorat; 1888. *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XVII, p. 385, et t. XVIII, p. 203; 1891.

(3) Bouty, *Journal de Physique.*, 2e série, t. IX, p. 288; 1890. *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XXIV, p. 394; 1891.

ainsi dans le circuit succède un courant de même sens dont l'intensité, toujours très faible, décroît rapidement avec le temps et finit en général par s'annuler.

2° Soit, d'autre part, le même condensateur considéré après une charge de durée infinie. Si l'on supprime la pile et si l'on ferme le condensateur sur un circuit sans résistance sensible, il y a une brusque décharge à laquelle succède un courant lent de même sens, d'intensité décroissante et qui finit aussi par s'éteindre.

M. J. Curie convient d'appeler *conductivité d'une masse diélectrique au temps t* le quotient de l'intensité du courant de charge au temps t par la force électromotrice extérieure. Cette définition, introduite pour la seule commodité de langage, n'entraîne l'adoption d'aucune hypothèse particulière sur la nature réelle des phénomènes, dont il s'agit seulement de fixer les lois empiriques.

M. Curie a trouvé :

1° Que les ordonnées de la courbe des intensités du courant de charge en fonction du temps sont rigoureusement proportionnelles à la force électromotrice (*loi de proportionnalité*);

2° Que, pour une même force électromotrice, ces ordonnées sont en raison inverse des épaisseurs de la lame diélectrique (*loi des épaisseurs*);

3° Que chaque variation de force électromotrice entre les deux faces de la lame agit comme si elle était seule (*loi de superposition*).

Les courbes qui représentent, en fonction du temps, soit les intensités du courant de charge, soit les conductivités au temps t, proportionnelles à ces intensités, peuvent en général être représentées à l'aide d'exponentielles négatives. La quantité totale d'électricité transportée par le courant de charge est représentée par l'aire comprise entre la courbe des intensités et l'axe des abscisses; elle peut aussi s'exprimer à l'aide d'exponentielles.

Les expériences de M. J. Curie ont porté sur un grand nombre de corps cristallisés. Elles ont établi que, tandis que la constante diélectrique, définie par la charge ou la décharge

instantanée, est un élément très peu variable pour une même substance, la conductibilité au temps t, définie par le courant lent de charge ou de décharge, est essentiellement variable avec les circonstances accessoires : « Ce sont, dit-il, des phénomènes différents, dépendant de causes différentes ; les deux charges sont tellement peu influencées par les mêmes causes, qu'on serait tenté de croire qu'elles n'emploient pas le même milieu pour se propager. »

L'un des faits les plus remarquables découverts par M. Curie est la différence considérable que présentent, au point de vue des courants de charge, des lames de quartz parallèles ou perpendiculaires à l'axe : la conductivité apparente suivant l'axe est incomparablement plus grande que dans le sens de l'axe.

Le Tableau suivant résume les résultats de M. Curie : les nombres indiqués sont les conductivités au temps t, d'après la définition de M. Curie :

	10 secondes.	1 minute.	10 minutes.	1 heure.	1 jour.	5 jours.
Quartz, conductivité normale à l'axe....	0,000110	0,0000275	0,0000034	»	»	»
Ébonite..............................	0,000110	0,0000437	0,0000078	»	»	»
Mica..................................	0,0004570	0,0001030	0,0000150	0,000003	»	»
Spath, conductivité suivant l'axe.......	0,0003800	0,0002700	0,0002460	0,000229	0,000204	»
» » normale à l'axe....	0,0017000	0,0016600	0,0016200	0,001590	0,001480	0,00107
Alun..................................	»	0,0013800	0,0008320	0,000676	»	»
Gypse.................................	0,0051300	0,0026300	0,0015100	0,001070	»	»
Barytine..............................	0,0050100	0,0031600	0,0022400	0,001380	»	»
Quartz, conductivité suivant l'axe......	0,0252000	0,0076000	0,0068000	0,006600	0,006300	0,00600
Cristal...............................	0,0112000	0,0041700	0,0021900	0,002000	0,001760	0,00174
Verre.................................	0,0389000	0,0182000	0,0126000	0,012600	0,012600	0,01260

M. Curie partage les diélectriques solides plus ou moins parfaits qu'il a étudiés en trois groupes qui ont respectivement pour types le mica, le spath et le verre.

Dans le premier groupe, celui des meilleurs isolants solides, la conductivité c au temps t est représentée par une exponentielle simple

$$c = at^{-n}$$

et tend rapidement vers zéro.

Dans le second groupe (spath) la conductivité, presque constante au début, décroît plus tard suivant une formule exponentielle de la forme

$$c = ae^{-bt^n}.$$

Le troisième groupe (verre) fournit une conductivité finale sensiblement constante.

En ce qui concerne l'effet de la température, il suffira de reproduire le Tableau suivant, relatif à la conductivité du quartz parallèlement à l'axe :

Température.	Conductivité après 1 minute.
20°	0,0076
50	0,1100
65	0,2950
100	1,10
140	2,14
200	13,2
250	576,0
300	16100,0

Les recherches de M. Bouty ont été limitées au mica. Il a vérifié que la totalité de l'électricité fournie pendant la charge est récupérée pendant la décharge, de telle sorte que la quantité d'électricité débitée entre θ et $\theta + t$ a pour expression

$$(R)_\theta^{\theta+t} = A[(t+\theta)^c - t^c].$$

L'exposant c a toujours pour valeur 0,09; mais la constante A varie d'un échantillon à un autre, ou, dans un même conden-

sateur industriel, d'une subdivision à une autre, tout à fait indépendamment de la capacité.

La constante diélectrique du mica, rapportée à une durée de charge nulle, est uniformément égale à 8.

Quand on chauffe une lame de mica argentée sur ses deux faces, la constante diélectrique rapportée à une durée nulle ne varie pas sensiblement, mais l'importance des phénomènes résiduels augmente rapidement.

Au-dessus de 200°, l'égalité des courants de charge et de décharge ne persiste pas. Le mica acquiert une véritable conductivité superficielle qui dépend du temps de chauffe et de la température, et qui persiste en grande partie quand la lame est ramenée à la température ordinaire; on peut supprimer cette conductivité par des lavages appropriés suivis d'une nouvelle dessiccation. Mais on n'a jamais constaté avec certitude, même à 400°, l'existence d'une conductivité proprement dite de la masse de mica.

Les résidus des diélectriques solides présentent, dans leur manière d'être, une analogie incontestable avec les résidus des électrodes polarisées au sein des électrolytes; on peut être porté à les attribuer aussi à des altérations de nature chimique. Toutefois les phénomènes, considérés dans leur ensemble, ne peuvent être confondus avec les phénomènes de polarisation précédemment étudiés. Ils en diffèrent par des caractères très importants et notamment par la proportionnalité absolue des résidus des diélectriques à la force électromotrice de charge, proportionnalité qui se maintient *quelque grande que soit cette force électromotrice.* La force électromotrice maximum de polarisation entre deux électrodes plongées dans un électrolyte ne peut guère dépasser 2 ou 3 volts. Ici, au contraire, on peut porter à plusieurs centaines de volts la différence de potentiel des armatures du condensateur, sans modifier en rien les lois des phénomènes résiduels que nous avons indiqués.

M. Curie a établi que l'on peut imiter les divers phénomènes offerts par les diélectriques solides à l'aide de la porcelaine dégourdie plus ou moins humide. En soumettant à des actions desséchantes les corps cristallisés les plus divers,

il a d'ailleurs trouvé des abaissements de la conductivité au temps *t* d'un tel ordre de grandeur, qu'il n'hésite pas à attribuer à l'eau le rôle principal dans la formation de tous les résidus, même dans le cas de corps, tels que le quartz le plus pur, dans lesquels l'examen microscopique ne révèle aucune inclusion.

Maxwell avait déjà proposé d'attribuer le résidu des diélectriques solides à leur défaut d'homogénéité, et cette idée, simplement énoncée par Maxwell, a été développée et discutée notamment par M. Hess (¹). Imaginons qu'un diélectrique parfait renferme à son intérieur des particules faiblement conductrices. Tout se passera à peu près comme si l'on avait placé entre les armatures du condensateur deux lames superposées, l'une diélectrique, l'autre très faiblement conductrice. On n'a plus, dès lors, de peine à reconnaître que les caractères généraux offerts par la charge et la décharge d'un condensateur à diélectrique solide vont se trouver reproduits par cette disposition : au premier instant les deux lames fonctionnent exclusivement comme diélectriques; puis l'une d'elles se laisse traverser par l'électricité jusqu'à ce que sa conductivité ait permis au condensateur plus mince, constitué par la seconde lame seule, de recevoir le complément de charge correspondant à son pouvoir diélectrique propre et à son épaisseur. On aura donc une charge brusque à laquelle succédera une charge lente, une décharge brusque suivie d'une décharge lente; on devra constater l'égalité des courants totaux de charge et de décharge et le caractère exponentiel de ces courants signalé par tous les expérimentateurs.

Cependant si l'on veut suivre l'analogie de très près et rendre compte de *toutes* les particularités des phénomènes résiduels, il ne semble pas que cette première vue, quelque ingénieuse qu'elle soit, suffise à en rendre un compte complet et de tous points satisfaisant (²).

La superposition de la conductivité *métallique* et du pou-

(¹) Hess, *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. II, p. 145; 1893.

(²) Houllevigue, *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. VI, p. 113; 1897.

voir diélectrique, bien que possible *a priori*, n'a pu être jusqu'ici constatée expérimentalement. Pour la mettre en évidence, il faudrait pouvoir manier des interrupteurs poussant très loin la division du temps, et qui seraient par rapport au pendule de Helmholtz au moins ce que ce pendule lui-même est par rapport au plus grossier des interrupteurs à main.

PHÉNOMÈNES DE TRANSPORT DANS UN MÉLANGE DE SELS. — Soumettons à l'électrolyse un mélange de sels de même acide. On sait qu'en général, pour une intensité de courant médiocre, le métal d'un seul des sels mêlés apparaît à l'électrode négative [1]. M. Chassy [2] a montré que non seulement la présence des sels qui n'éprouvent pas d'électrolyse apparente modifie la quantité du métal électrolysé apparue en excès à l'électrode négative, mais encore que chacun de ces sels non électrolysés est transporté pour son propre compte dans le sens du courant.

Les lois expérimentales de ce phénomène sont les suivantes :

Soient $p_a, p_b, \ldots, p_i, \ldots, p_n$ les poids des divers sels en présence, y compris le sel qui éprouve l'électrolyse apparente. Soit q_i la quantité transportée du sel non électrolysé dont le poids est p_i. On a

$$(1) \qquad q_i = A_i \frac{p_i}{p_a + p_b + \ldots + p_i + \ldots + p_n}.$$

Le coefficient A_i, *qui ne dépend que de la nature du sel correspondant*, est à peu près (non rigoureusement) proportionnel au poids moléculaire de ce sel.

Si l'on suppose le poids du métal déposé égal au poids moléculaire, on calculera q_i en faisant A_i égal à environ les 0,07 du poids moléculaire du sel considéré.

---

(1) *Voir* t. IV, 2e fasc., p. 287.

(2) CHASSY, *Thèse de doctorat*, 1890; *Annales de Chimie et de Physique*, 6e série, t. XXI, p. 241; *Journal de Physique*, 2e série, t. IX, p. 305.

Pour le sel électrolysé, que nous désignerons par l'indice e, on a

$$(2) \qquad q_e = q'_e + A_e \frac{p_e}{p_a + p_b + \ldots + p_e + \ldots + p_n};$$

le terme q'_e ne dépend que du rapport du poids p_e du sel considéré au poids P du dissolvant. A_e a la même valeur qui convient au sel considéré quand il n'est pas le sel électrolysé.

Si l'on fait $p_a, p_b, \ldots$ nuls à l'exception de p_e, c'est-à-dire si l'on se place dans le cas ordinaire de l'électrolyse d'une solution d'un seul sel, la formule (2) donne

$$(2\ bis) \qquad q_e = q'_e + A_e$$

et l'on voit que la quantité de sel transportée dans les expériences de Hittorf peut être considérée comme la somme de deux quantités indépendantes q'_e et A_e qui séparément n'obéissent pas aux mêmes lois. On voit, de plus, que le facteur de A_e dans la formule (2) est toujours plus petit que l'unité, c'est-à-dire que la présence de sels *non électrolysés* abaisse toujours la quantité de sel électrolysé transportée.

Les formules (1) et (2) se compliquent si l'un des corps en présence est un sel ammoniacal ou l'acide libre des sels considérés. Au reste, il ne semble pas y avoir de relation simple entre les formules relatives à la conductivité des mélanges [1] et les nombres de transport prévus par les formules (1) et (2). Par exemple, on arriverait pour le transport des sels à des résultats tout à fait inexacts, en admettant que le courant s'est partagé entre les sels proportionnellement à leurs conductivités et que la concentration d'un sel non électrolysé autour du pôle négatif provient *exclusivement* d'une réaction de précipitation locale.

On voit quelle est la complication du phénomène de l'électrolyse envisagé dans son ensemble et combien nous sommes encore loin de pouvoir en réunir tous les phénomènes dans une interprétation commune.

---

[1] *Voir* t. IV, 2e fasc., p. 217.

THÉORIE DES IONS. — Nous ne pouvons cependant terminer ce Chapitre sans donner quelques développements nouveaux sur la théorie des ions, qui, malgré les difficultés graves qu'elle soulève, permet au moins d'interpréter et de relier d'une manière provisoire un nombre de phénomènes de plus en plus grand et doit à ce titre devenir familière à tous les physiciens.

Le mot d'*ions* a été introduit, comme l'on sait, par Faraday pour désigner les deux éléments électropositif et électronégatif d'un électrolyte, dédoublé suivant le schéma binaire

$$\overset{+}{M} \mid \overset{-}{R}$$

relatif à ce que les physiciens ont appelé le *phénomène électrolytique primaire,* celui qui sert, d'après la conception de Grotthuss ([1]), à interpréter le passage du courant au sein même de l'électrolyte.

La décomposition représentée par ce schéma correspond en général à une dépense d'énergie assez considérable et, par conséquent, à une force électromotrice inverse E' assez grande.

Si le phénomène électrolytique primaire existait seul, il faudrait donc, pour produire un courant continu, même très faible, à travers l'électrolyte, employer une force électromotrice extérieure E supérieure à E', ce qui est manifestement contraire aux résultats expérimentaux les mieux établis.

Il est vrai que les réactions électrolytiques *secondaires,* c'est-à-dire celles qui se produisent au contact des électrodes et du liquide ([2]), réduisent souvent beaucoup la dépense d'énergie résultante, qui peut même être nulle, par exemple dans l'électrolyse d'un sel métallique entre des électrodes du métal contenu dans le sel. Il faut considérer aussi que, dans le cas du platine, et pour des courants suffisamment faibles (courants de dépolarisation), les expériences récentes ont établi l'existence de réactions secondaires qu'on n'avait pas

---

([1]) *Voir* t. IV, 4ᵉ fasc., p. 226.
([2]) *Voir* t. IV, 2ᵉ fasc., p. 166.

d'abord soupçonnées, et que, dans ces conditions, le passage continu d'un courant de faible intensité à travers un électrolyte peut n'exiger, par unité d'électricité, qu'une dépense d'énergie faible ou même nulle. Or l'application du principe de la conservation de l'énergie aux phénomènes de l'électrolyse n'autorise nullement à distinguer entre la réaction dite *primaire* et les réactions secondaires qui l'accompagnent. La dépense résultante d'énergie est seule à considérer : elle correspond en général à une force électromotrice inverse E'' très inférieure à E' et qui peut même être nulle. Il ne semble donc nullement prouvé que la production des courants continus que l'on a observés jusqu'ici à travers les électrolytes ne puisse être conciliée avec le principe de la conservation de l'énergie qu'à la faveur d'une hypothèse spéciale sur l'état des électrolytes.

C'est cependant en vue de lever cette incompatibilité, réelle ou supposée, que Clausius a proposé l'hypothèse d'une dissociation de l'électrolyte en *ions libres,* préexistante à toute action électrique extérieure. Il suffit qu'un petit nombre de molécules se trouvent ainsi dissociées d'avance : sous l'influence d'une force électromotrice quelconque, même infiniment petite, les ions chargés positivement chemineront dans le sens de la force électromotrice, les ions chargés négativement en sens contraire. Arrivés aux électrodes, ils céderont leurs charges en passant de l'état d'*ions* à l'état d'éléments non électrisés, libres s'il n'y a pas de réactions secondaires, combinés avec d'autres éléments (fournis par l'électrode ou par le liquide) s'il y a des réactions secondaires. Le nombre d'ions libres dans la masse de l'électrolyte diminuerait donc par le passage du courant, mais l'équilibre de dissociation exige que les ions libres disparus soient aussitôt remplacés par d'autres, et ainsi l'électrolyte conservera un état d'ionisation invariable qui lui permettra de *conduire* indéfiniment le courant.

L'idée primitive de Clausius a été développée par les physiciens allemands et notamment par Hittorf, MM. F. Kohlrausch, Arrhenius, Ostwald et leurs élèves. La qualité d'être ou de n'être pas un électrolyte que présente un corps com-

posé est désormais interprétée : elle est liée à son état de dissociation ionique ou *d'ionisation*. Un liquide qui ne présente aucune trace d'ionisation ne présentera non plus aucune trace de conductivité; ce sera un pur diélectrique ; suivant qu'il sera plus ou moins ionisé, il conduira plus ou moins bien. Ainsi s'explique, par une hypothèse bien simple, la transition, pour ainsi dire continue, des diélectriques aux électrolytes.

Quelques chimistes ont objecté qu'il est bien difficile d'admettre dans les sels fondus ou dissous la présence de leurs éléments binaires libres; que certains chlorures dissous ne présentent, par rapport aux métaux, aucune des réactions du chlore libre, etc. On leur a répondu qu'il ne faut pas confondre l'*ion chlore* avec le chlore libre, le premier possédant une charge électrique négative, inséparable de son état d'ion, que ne possède pas la molécule du second. On peut attacher à la présence de cette charge électrique sur l'atome de chlore telle modification des propriétés chimiques du chlore que l'on voudra. Il est impossible de faire porter sur ce point une discussion vraiment scientifique, jusqu'au jour où l'on serait parvenu à isoler l'ion chlore avec sa charge, de l'ion métallique chargé en sens contraire qui, séparé de lui, en tant qu'atome, par le phénomène ordinaire de l'ionisation, l'accompagne cependant toujours au sein de la plus petite masse d'électrolyte sur laquelle on puisse faire porter les expériences.

On peut formuler bien d'autres objections. Le chlore et l'hydrogène libres se combinent avec un grand dégagement de chaleur pour former de l'acide chlorhydrique gazeux. Celui-ci se dissout dans l'eau avec dégagement de chaleur, et la dilution progressive de cette dissolution dans l'eau en excès est accompagnée de nouveaux dégagements de chaleur, aussi loin que l'on peut pousser les expériences calorimétriques. Chemin faisant, est apparue la conductivité électrolytique que ne possèdent à un degré sensible ni l'acide chlorhydrique liquéfié, ni l'eau pure : le chlore et l'hydrogène *ions* ont apparu en quantité de plus en plus considérable. Si ces ions sont effectivement du chlore et de l'hydrogène électrisés en sens con-

traire, on pourrait concevoir que l'on réunit leurs charges sans réunir les atomes correspondants. N'en résulterait-il pas un nouveau dégagement de chaleur et ne reproduirait-on pas ainsi le chlore, l'hydrogène et l'eau libres, ce qui constituerait le plus étrange des cycles fermés? Pourquoi le dernier phénomène ne se produit-il pas? Pourquoi les charges électriques inverses, qui doivent s'attirer, suppriment-elles, au lieu de l'aviver, l'affinité du chlore pour l'hydrogène?

De telles discussions sont évidemment prématurées; ce qu'il faut actuellement demander à la théorie des ions, ce sont, non des explications proprement dites, mais de simples rapprochements, une coordination de faits et de lois empiriques qui survivra sans doute à cette théorie, comme ont survécu, en Chimie, les relations jadis interprétées par la théorie du phlogistique.

La conductivité des électrolytes dissous rapportée à une molécule (*conductivité moléculaire*) croît toujours quand la dilution augmente. M. Arrhenius en a conclu que la dissociation en ions augmente avec la dilution. Il a même été conduit à admettre que, tout au moins pour les acides forts et pour leurs sels, la dissociation tend à devenir complète pour une dilution infinie. Les arguments apportés à cet égard sont de deux sortes : l'un est emprunté aux phénomènes de la pression osmotique et de l'abaissement des points de congélation (cryoscopie); l'autre est lié à un phénomène proprement électrolytique : le phénomène dit du *transport des ions*.

1. On sait que les diverses molécules de corps non électrolytiques s'équivalent au point de vue de la pression osmotique et de l'abaissement de température cryoscopique ([1]). Les électrolytes forment une exception. Pour les faire rentrer dans la règle, il suffit d'admettre qu'une de leurs molécules équivaut à plus d'une molécule d'un corps non électrolytique. Si l'on admet la réalité de la dissociation en ions, on peut supposer, et c'est encore une hypothèse gratuite, qu'un ion libre, c'est-à-dire un atome électrisé, équivaut pour la

([1]) *Voir* 1[er] Supplément : *Chaleur, Acoustique, Optique,* p. 62 à 80.

pression osmotique ou pour la cryoscopie à une molécule entière non dissociée, c'est-à-dire à l'état neutre. Grâce à cette hypothèse, à une dissociation en ions plus ou moins avancée d'une molécule correspondra un accroissement plus ou moins grand du coefficient relatif à cette molécule, et à la limite, pour une dissociation complète, le coefficient devra avoir doublé. Or on remarque que les sels et les acides forts en dissolution étendue donnent des coefficients sensiblement doubles de ceux qui correspondent aux substances organiques non électrolytiques : ces coefficients calculés soit par la pression osmotique, soit par la cryoscopie coïncident approximativement pour les différents corps. Tel est le premier argument invoqué pour considérer la dissociation en ions comme complète dans les dissolutions très étendues.

2. Rappelons actuellement qu'un grand nombre de sels dissous s'électrolysent de telle sorte que les pertes de concentration aux deux pôles sont inégales : la perte de concentration totale étant 1, elle est n au pôle négatif, $1-n$ au pôle positif [1].

Les *nombres de transport* n et $1-n$ ont été définis et déterminés par Hittorf. D'après lui, ces nombres sont proportionnels aux vitesses u et v avec lesquelles les ions libres se meuvent sous l'action d'une même force électromotrice et l'on a

$$n = \frac{u}{u+v}, \qquad 1-n = \frac{v}{u+v}.$$

Rappelons que, d'après la loi de Faraday, tous les ions transportent la même charge et sont par conséquent soumis, sous l'action d'une même force électromotrice, à des forces électriques identiques. Mais ils peuvent éprouver, de la part du milieu dans lequel ils se meuvent, des actions résistantes différentes, ce qui suffit à interpréter la différence de vitesse des divers ions. Toutefois il y a lieu de remarquer qu'on n'est nullement en mesure de calculer ces vitesses *a priori*, c'est-

(1) *Voir* t. IV, 2e fasc., p. 211.

à-dire d'après la nature chimique des ions et du dissolvant considérés.

M. F. Kohlrausch a relié les nombres de transport ou les vitesses des ions à la conductivité moléculaire de la manière suivante : soit un électrolyte contenant une molécule-gramme dissociée par centimètre cube et traversé par un courant d'intensité 1. La quantité d'électricité transportée par molécule-gramme décomposée est de 9600 unités C. G. S. électromagnétiques (1). Si les deux ions libres traversent une section égale à 1^{cq}, l'un, dans un sens, avec la vitesse u, l'autre, en sens contraire, avec la vitesse v, et si l'intensité du courant est i, la quantité d'électricité qui passe est

$$(1) \qquad i\,dt = 9600(v + u)\,dt.$$

Considérons d'abord une dissolution dans laquelle la dissociation de l'électrolyte est complète : la conductivité de cette dissolution est, par définition, la conductivité moléculaire μ. Soit e la force électromotrice entre deux plans équipotentiels distants de 1^{cm} : on a, par la loi d'Ohm,

$$i = \mu e,$$

$$(2) \qquad \mu = 9600\,\frac{u+v}{e} = 9600\,\frac{u}{e} + 9600\,\frac{v}{e} = \mu_1 + \mu_2.$$

La conductivité moléculaire ainsi évaluée est la somme de deux termes respectivement proportionnels aux vitesses u et v des deux ions.

Or, M. Kohlrausch a déduit de ses expériences sur la conductivité des électrolytes en dissolution très étendue, que toutes leurs conductivités moléculaires peuvent effectivement se représenter comme la somme de deux termes dont les valeurs ne dépendent que de la nature chimique des ions, nullement du deuxième ion auquel un premier ion donné se trouve associé dans les sels que l'on considère.

Voici par exemple, d'après M. Kohlrausch (2), les valeurs

(1) *Voir* t. IV, 2e fasc., p. 180.

(2) KOHLRAUSCH, *Die gegenwärtigen Anschauungen über die Elektro-*

de μ_1 et de μ_2 à la température de 18° et pour une concentration de 0,1 équivalent par litre. La conductivité du mercure à 0° est prise pour unité :

	K.	AzH⁴.	Na.	Li.	Ag.	H.
$10^7.\mu_1$....	52	50	32	24	42	272
	$\frac{1}{2}$Ba.	$\frac{1}{2}$Mg.	$\frac{1}{2}$Zn.			
$10^7.\mu_1$....	30	26	24			
	Cl.	I.	AzO³.	ClO³.	C²H³O².	OH.
$10^7.\mu_2$....	54	55	48	42	26	143

On déduit de ces nombres les conductivités moléculaires suivantes :

	Conductivité moléculaire.	
	observée.	calculée.
KCl	105.10^{-7}	106.10^{-7}
AzH^4Cl	104	104
NaCl	87	86
LiCl	78	78
HCl	324	326
KI	107	107
$KAzO^3$	98	100
AzH^4AzO^3	99	98
$NaAzO^3$	82	80
$AgAzO^3$	89	90
$HAzO^3$	323	320
$KClO^3$	93	94
$KC^2H^3O^3$	78	78
$\frac{1}{2}BaCl^2$	86	84
$\frac{1}{2}MgCl^2$	80	80
$\frac{1}{2}ZnCl^2$	77	78
$\frac{1}{2}Ba(AzO^3)^2$	76	78
KOH	199	195
NaOH	170	175

lyse von Lösungen, Berlin, 1887; *voir* aussi *Nachr. der k. Gesell. der Wissensch. zu Göttingen*, n° 2; 1885.

L'accord est, on le voit, presque parfait.

Rien n'empêche maintenant de calculer, en valeur absolue, la vitesse propre à chaque ion, en faisant usage de la formule (2). On tire de cette formule

$$\mu_1 = 9600 \frac{u}{e}, \qquad \mu_2 = 9600 \frac{v}{e},$$

$$u = \frac{\mu_1 e}{9600}, \qquad v = \frac{\mu_2 e}{9600}.$$

Soit, par exemple, à calculer, d'après les données de M. Kohlrausch, la vitesse de l'ion hydrogène. La conductivité spécifique du mercure à 0°, prise comme unité par M. Kohlrausch, a pour valeur en unités absolues C.G.S. électromagnétiques

$$\frac{106,3.100}{10^9} = 1,063.10^{-5};$$

on a donc

$$\mu_1 = 272.10^{-7}.1,063.10^{-5} \text{ C.G.S.},$$

$$u = 272 \frac{1,063}{9600} 10^{-12} e = 3,01.10^{-14} e.$$

Rappelons que, d'après nos hypothèses, ce résultat se rapporte à une dissolution contenant 1^{gr} d'hydrogène-ion par centimètre cube.

Nous ferons une application de cette formule dans les conditions mêmes des expériences de M. Kohlrausch, c'est-à-dire pour une liqueur dont la concentration est de 0,1 équivalent en grammes par litre; la liqueur, supposée en état de dissociation complète, contient donc $0^{gr},0001$ d'hydrogène-ion par centimètre cube. Pour conserver à i une valeur constante, avec une chute de potentiel invariable au sein de la liqueur, il faut ici supposer u dix mille fois plus grand. La vitesse absolue de l'hydrogène-ion sera donc $3,01.10^{-10} e$; ou, pour une chute de potentiel de 1^{volt} par centimètre, de $3,01.10^{-2}$, soit de $\frac{3}{10}$ de millimètre.

M. O. Lodge (1) a cherché à mesurer directement la vitesse des ions. A cet effet, il réunit deux auges électrolytiques contenant les deux électrodes et la dissolution étudiée, par l'intermédiaire d'un long tube rempli d'un électrolyte différent, de même concentration moléculaire et à l'état de gelée. Un réactif convenable, contenu en très petite quantité dans le tube, permet d'y suivre la migration des ions. Si l'électrolyte à étudier est l'eau acidulée par l'acide sulfurique, le tube à gelée contient du chlorure de sodium avec une trace de phénolphtaléine rougie à l'aide de la plus petite quantité possible de soude. Quand on fait passer le courant, l'ion hydrogène, se substituant à l'ion sodium, met en liberté de l'acide chlorhydrique qui décolore la dissolution : la décoloration ainsi produite à l'extrémité anodique se propage lentement vers la cathode. D'autre part l'ion SO^4, dès qu'il apparaît, neutralise la trace de soude libre qui colorait la phénolphtaléine; la décoloration produite ainsi à l'extrémité cathodique se propage vers l'anode. L'expérience montre que la décoloration marche environ trois fois plus vite du côté d'où vient l'hydrogène, c'est-à-dire à l'extrémité anodique, que vers l'extrémité cathodique opposée, ce qui paraît bien correspondre au rapport des vitesses théoriques des deux ions. En employant un courant suffisant pour produire une chute de potentiel de 1^{volt} par centimètre, M. Lodge a obtenu, pour la vitesse de progression de la décoloration produite par l'hydrogène, le nombre $0^{cm},029$ très sensiblement identique au nombre calculé ci-dessus pour la vitesse de l'ion correspondant.

De ces curieuses et très intéressantes expériences il ne faudrait cependant pas trop se presser de conclure que, conformément à l'hypothèse qui a servi de point de départ au calcul, les molécules électrolytiques des sels étudiés ci-dessus sont bien effectivement dans un état de dissociation complète à partir de dissolutions à 0,1 équivalent par litre.

---

(1) O. Lodge, *Report of the Committee appointed for the purpose of considering the subject of electrolysis in its physical and chemical bearings* (*British Assoc. : report*, 1886).

En effet, d'après M. Kohlrausch lui-même la conductivité moléculaire de tous les sels qu'il a étudiés continue à croître avec la dilution au delà de cette limite, *et cela d'une manière très inégale pour les divers sels.* En passant de la concentration 0,1 à la concentration 0,00001, la conductivité moléculaire du chlorure de potassium croît d'après lui de 105.10^7 à 122.10^{-7}, celle du nitrate de baryum de 76.10^7 à 112.10^{-7}, c'est-à-dire dans un rapport égal à 1,162 pour le premier sel et à 1,473 pour le second. La dissociation en ions dans les dissolutions de concentration 0,1 n'est donc certainement ni complète, ni même également avancée, ce qui n'empêche pas qu'on ne puisse représenter les conductivités moléculaires de ces dissolutions par la formule additive (2). Les expériences de M. Kohlrausch, considérées isolément, ne suffisent donc pas à nous renseigner sur l'état réel de dissociation ionique des liqueurs très étendues.

Quoi qu'il en soit, on nomme, d'après M. Kohlrausch, *fraction de dissociation* α, dans une dissolution plus ou moins concentrée, le rapport du nombre de molécules dissociées au nombre total de molécules. Un raisonnement, calqué sur ceux qui précèdent, montrera que la conductivité moléculaire est alors

$$\mu' = 9600\,\alpha\,\frac{u'+v'}{e}.$$

Soit μ la conductivité moléculaire limite du même sel, à une dilution infinie : on a

$$\frac{\mu'}{\mu} = \alpha\,\frac{u'+v'}{u+v}$$

ou simplement

$$\frac{\mu'}{\mu} = \alpha,$$

si l'on suppose que les vitesses des ions ne changent pas par la dilution.

Sous les réserves indiquées ci-dessus, les mesures de con-

ductivité amènent donc à définir des fractions de dissociation ou *coefficients d'ionisation,* et l'expérience montre qu'ils coïncident à peu près avec les coefficients déduits de l'étude de la pression osmotique ou de la cryoscopie. C'est le dernier argument que l'on peut invoquer en faveur de la réalité de la dissociation électrolytique.

CHAPITRE IV.

MAGNÉTISME.

Mesure de l'intensité d'un champ magnétique. — Mesure de la perméabilité magnétique des corps faiblement magnétiques. — Recherches de M. Curie : 1° corps diamagnétiques ; 2° corps faiblement magnétiques ; 3° corps ferro-magnétiques. — Alliages de fer, aciers au nickel. — Fer électrolytique. — Corps cristallisés ; recherches de M. P. Weiss. — Hystérésis ; loi de Steinmetz. — Influence de l'aimantation sur les phénomènes thermo-électriques. — Phénomène de Hall dans les liquides. — Phénomène de Zeeman.

MESURE DE L'INTENSITÉ D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE. — Parmi les méthodes propres à mesurer en valeur absolue l'intensité d'un champ magnétique, nous avons signalé la méthode de M. Leduc (1) fondée sur l'usage de la même action électromagnétique qui s'exerce dans le galvanomètre à mercure de M. Lippmann (2). On peut, par cette méthode, mettre en évidence des champs de l'ordre de grandeur de 5 C.G.S.

Au lieu de l'action électromagnétique mise en œuvre par MM. Lippmann et Leduc, on peut aussi, d'après M. Bouty (3), utiliser l'induction inverse de cette action électromagnétique. Un liquide conducteur, qui peut être un électrolyte ou même de l'eau de rivière, s'écoule normalement aux lignes de force du champ à mesurer. On détermine, à l'aide de l'électromètre

(1) *Voir* t. IV, 3e fasc., p. 331.

(2) *Voir* t. IV, 3e fasc., p. 62.

(3) BOUTY, *Nouvelle méthode pour la mesure de l'intensité des champs magnétiques* (*L'Éclairage électrique*, t. XV, p. 89, 400 et 441 ; *Journal de Physique*, 3e série, t. VII, p. 253 ; 1898).

capillaire, la force électromotrice induite entre la face supérieure et la face inférieure de la veine. Connaissant le débit, on en déduit l'intensité H du champ de la manière suivante :

Supposons, pour simplifier, la vitesse v d'écoulement uniforme sur toute la section d'une veine rectangulaire d'épaisseur e dans le sens des lignes de force, de hauteur l dans la direction normale à la fois aux lignes de force et à la vitesse d'écoulement. On peut assimiler la veine à un élément mobile de conducteur de longueur l. La force électromotrice induite E a pour valeur

$$E = Hvl. \tag{1}$$

Le débit est

$$D = evl; \tag{2}$$

on a donc, pour déterminer H,

$$H = \frac{Ee}{D}. \tag{3}$$

On établit aisément que cette expression est encore correcte quand la vitesse varie d'une manière quelconque d'un point à un autre de la section de la veine, pourvu que la distribution des vitesses soit la même dans toutes les sections et ne varie pas avec le temps.

La formule (1) montre que la sensibilité de la méthode est indépendante de l'épaisseur e de la veine. Cette sensibilité est proportionnelle à la hauteur l et à la vitesse v d'écoulement. L'emploi de l'électromètre capillaire pour la mesure des forces électromotrices E permet, d'ailleurs, l'emploi d'un liquide très résistant. Il sera donc particulièrement commode d'employer l'eau de rivière, et la sensibilité de la méthode ne sera limitée que par la hauteur de chute et le débit maximum dont on pourra disposer. M. Bouty a pu ainsi manifester des champs de l'ordre de 0,25 C.G.S.

Pour produire la veine, on fait usage d'une cuvette ou ajutage en ébonite portant sur ses faces supérieure et inférieure des électrodes de cuivre de largeur égale à l'épaisseur e

de la cuvette. La polarisation des électrodes n'introduit aucune perturbation dans les mesures.

Si l'on veut se borner à des mesures relatives, on peut former la veine à l'aide d'un ajutage isolant de forme quelconque. Pour transformer ensuite les mesures en mesures absolues, il suffira d'avoir déterminé, par comparaison, le coefficient propre à l'ajutage employé, c'est-à-dire l'épaisseur e de la cuvette rectangulaire qui, pour un même débit D, donnerait la même force électromotrice E.

MESURE DE LA PERMÉABILITÉ DES CORPS FAIBLEMENT MAGNÉTIQUES. — Nous savons que l'aimantation induite en un point d'un corps est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique en ce point ([1]); celle-ci peut, en général, être considérée comme formée de deux parties, l'intensité du champ extérieur, et l'intensité du champ produit par l'aimantation même du corps, laquelle est de sens contraire. Cette action *démagnétisante* est absolument négligeable dans le cas des corps faiblement magnétiques : leur aimantation peut être considérée comme rigoureusement proportionnelle au champ extérieur qui la développe.

Pour produire l'aimantation, on a recours, en général, à des champs d'une très grande intensité, et l'on peut soit mesurer le moment magnétique acquis par le corps dans un champ d'intensité uniforme, soit mesurer la force résultante à laquelle ce corps se trouve soumis quand on le place dans un champ d'intensité variable. C'est cette dernière méthode qui est le plus fréquemment utilisée.

Soit un petit corps de volume v placé dans un champ magnétique d'intensité H, et soit k son coefficient d'aimantation. Le moment magnétique acquis par ce corps est kHv. Supposons, pour fixer les idées, qu'on a donné au corps étudié la forme d'un prisme de section S, de longueur dy et dont l'axe est dans la direction du champ. On peut attribuer le moment magnétique acquis à deux pôles de quantité kHS placés aux extrémités du cylindre. En ces points le potentiel

([1]) *Voir* t. IV, 3e fasc., p. 316.

est respectivement V et $V + \frac{\partial V}{\partial y} dy$. L'énergie d'aimantation est

$$W = \frac{1}{2} \sum m V = -\frac{1}{2} k H S \frac{\partial V}{\partial y} dy = \frac{1}{2} k H^2 v.$$

La composante de la force à laquelle le corps magnétique est soumis, évaluée dans une direction x quelconque, a pour expression

$$f = \frac{\partial W}{\partial x} = k v H \frac{\partial H}{\partial x}.$$

Si l'on connaît H, $\frac{\partial H}{\partial x}$ et v, il suffira de déterminer f pour en déduire le coefficient d'aimantation k, et la perméabilité magnétique $1 + 4\pi k$.

Expériences de M. Curie. — M. P. Curie [1] dispose obliquement les deux bobines d'un électro-aimant de Faraday (*fig.* 4), de façon à donner au champ variable de l'électro-aimant un axe de symétrie Ox. Un corps faiblement magnétique étant suspendu en un point O de cet axe de symétrie, l'aimantation induite est dirigée dans le sens du champ, c'est-à-dire perpendiculairement à Ox; mais la force résultante exercée par le champ sur le corps est, par raison de symétrie, dirigée suivant Ox. Elle a pour valeur, comme ci-dessus,

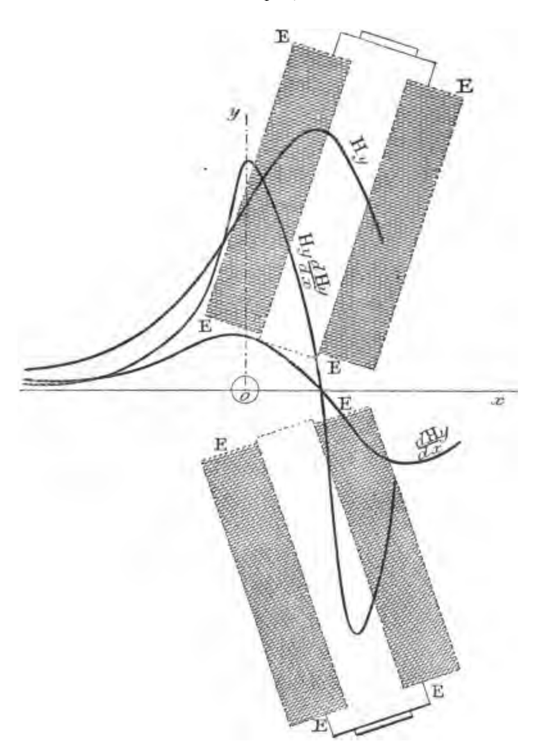
$$f = k v H \frac{\partial H}{\partial x}. \tag{1}$$

Dans une étude préalable, M. Curie étudie H et $\frac{\partial H}{\partial x}$ dans la région où doit être placé le corps en expérience. On détermine H en mesurant la quantité d'électricité induite dans une petite bobine, que l'on fait tourner de 180° autour d'un axe vertical Oz; pour trouver $\frac{\partial H}{\partial x}$, on déplace la même

[1] Curie, Thèse de doctorat (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. V, p. 289; 1895; *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 197 et 263).

bobine parallèlement à elle-même et normalement à Ox de petites quantités connues, et l'on détermine encore la quantité d'électricité induite. On choisit, pour le point O, le point où le produit $H\frac{\partial H}{\partial x}$ est maximum. Aux environs immédiats de ce point, le produit $H\frac{\partial H}{\partial x}$ variera très peu, ce qui permet de donner au corps étudié un volume appréciable et

Fig. 4.

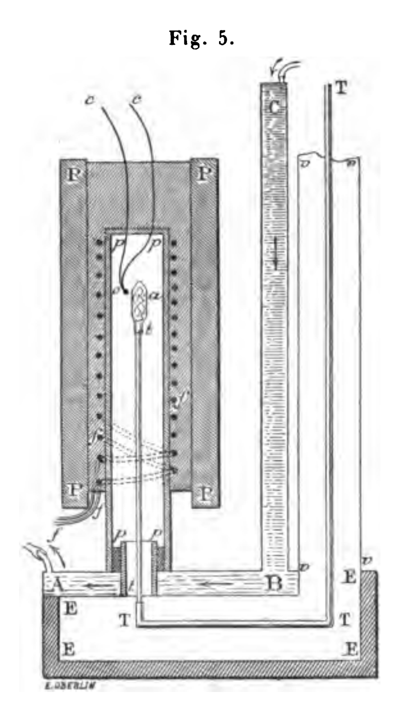


de lui imprimer de petits déplacements, sans que la force exercée sur lui cesse d'être constante et sans que la formule (1) cesse d'être applicable. Les courbes de la *fig.* 4 repré-

sentent, d'après M. Curie, les variations de H, de $\frac{\partial H}{\partial x}$ et du produit $H \frac{\partial H}{\partial x}$.

Le corps est le plus souvent placé, en petits fragments, dans une ampoule de verre, de porcelaine ou de platine; l'ampoule fait partie d'un équipage mobile soutenu par un fil de torsion qui permet de ramener toujours le corps au point O, et de déterminer ainsi la grandeur de la force f à laquelle il est soumis.

Fig. 5.



Pour faire varier la température du corps, l'ampoule a (*fig.* 5) est placée dans un petit four en porcelaine que l'on peut chauffer à l'aide d'un courant électrique. La température est évaluée à l'aide d'un couple thermo-électrique o de M. Le Chatelier.

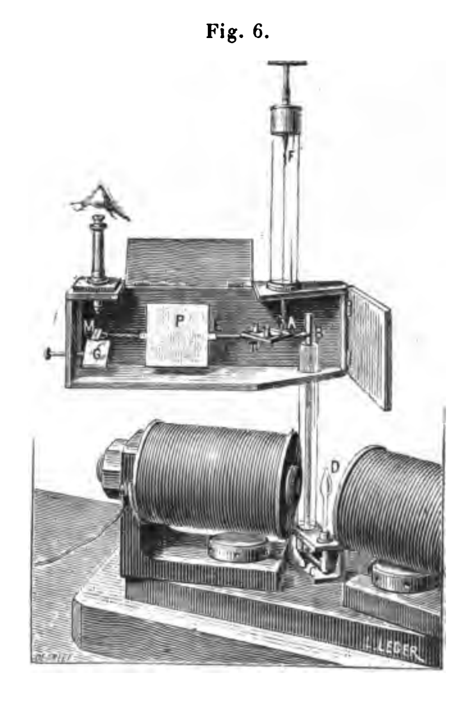
La *fig.* 6 permet de se rendre compte de l'ensemble de la disposition expérimentale. Le four électrique a été retiré. D est l'ampoule, F le fil de torsion supportant l'ampoule par l'intermédiaire d'une charpente en cuivre ABC convenablement protégée; cette charpente soutient, du côté opposé : 1° une palette P qui, placée entre deux plateaux fixes d'aluminium, sert d'amortisseur, et 2° une aiguille portant à son extrémité un micromètre M dont les déplacements, que l'on peut mesurer avec une grande exactitude, sont proportionnels à la torsion. Le couple de torsion nécessaire pour tordre le fil d'un angle égal à l'unité a été déterminé d'avance par la

méthode des oscillations. L'observation du micromètre M permet donc de déterminer en valeur absolue la force f à laquelle l'ampoule est soumise.

Voici les résultats principaux obtenus par M. Curie.

1° *Corps diamagnétiques.* — Ces corps, aussi purs de fer que possible, étaient introduits dans des ampoules en verre dur qu'on façonnait à la lampe. Les résultats étaient corrigés de l'action exercée sur le verre de l'ampoule et ramenés au vide (¹). Les expériences ont été poussées au plus jusqu'à 540°. Les coefficients d'aimantation sont, en général, indépendants de l'intensité du champ (comprise en 50 et 1350 C.G.S.) et aussi de la température, sauf pour le bismuth et l'antimoine qui offrent des singularités. La fusion (sauf pour le bismuth) et les changements allotropiques n'exercent qu'une très petite influence. Le coefficient d'aimantation semble donc ne dépendre en général que de l'état des dernières particules de la matière, et non de leur arrangement.

Fig. 6.



Aucun des corps étudiés n'a présenté de magnétisme rémanent.

Le Tableau suivant est extrait du Mémoire de M. Curie.

(¹) *Voir* t. IV, 3ᵉ fasc., p. 393.

Contrairement à l'usage le plus généralement adopté, les coefficients k sont rapportés à l'unité de masse, ce qui permet de comparer plus aisément les nombres relatifs à deux variétés allotropiques d'un même corps, ou aux divers états (solide, liquide, gazeux) d'un même corps.

Substance.	Température.		k.
Eau	15° à	189°	—0,79 .10^{-6}
Sel gemme	16	455	—0,58
Chlorure de potassium	18	465	—0,55
Sulfate de potasse	17	460	—0,43
Azotate de potasse (solide ou liquide, fusion à 350°)	18	420	—0,33
Quartz parallèlement ou normalement à l'axe	18	430	—0,441
Soufre octaédrique, prismatique en fleur, solide ou liquide	15	225	—0,51
Sélénium solide ou liquide	20	200	—0,32
	240	415	—0,307
Tellure	20	305	—0,311
Brome	20		—0,41
Iode solide ou liquide (fusion à 104°)	18	264	—0,385
Phosphore ordinaire, solide ou liquide	19	271	—0,92
Antimoine déposé par électrolyse	20		—0,68
» solide	540		—0,47
» chauffé à 535°	20		—0,94
Bismuth solide	20		—1,35
» »	273		—0,957
» liquide	273 à	405	—0,038

La figure ci-jointe (*fig.* 7) représente quelques-uns de ces résultats.

2° *Corps faiblement magnétiques.* — Ces corps ont un coefficient d'aimantation indépendant de l'intensité du champ entre 100 et 1350 C.G.S.

Oxygène, air. — Le coefficient d'aimantation de l'oxygène est indépendant de la pression et décroît, quand la tempéra-

ture s'élève, suivant une loi hyperbolique

$$(1) \qquad k_t = \frac{33700}{T} 10^{-6};$$

T est la température absolue.

Le coefficient d'aimantation de l'air peut se calculer en tenant compte seulement de l'oxygène qu'il contient. Pour les calculs de correction on a besoin du coefficient d'aimantation de l'air rapporté non plus à la masse, mais au volume, lequel, pour une masse donnée, croît proportionnellement à la température absolue. Ce dernier coefficient, que M. Curie désigne par x_t, est représenté par la formule

$$x_t = \frac{2760}{T^2} 10^{-9}.$$

Fig. 7.

D'après MM. Fleming et Dewar (1), le coefficient d'aimantation de l'oxygène liquide, rapporté au volume, à sa température d'ébullition (— 182°), serait égal à 0,000324. En adoptant pour la densité de l'oxygène liquide le nombre 1,139, on aurait pour le coefficient d'aimantation rapporté à la masse 0,000284. La formule (1), si elle était applicable à l'oxygène liquide, donnerait

$$k_{-182} = 0,000372.$$

Sels magnétiques. — Les expériences de MM. Wiede-

(1) Fleming et Dewar, *Proceed. of the Royal Soc.*, t. LX, p. 283; 1896 et t. LXIII, p. 311; 1898. *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 140.

mann (¹) et Plessner (²) sont, comme les précédentes, représentées par des formules en $\frac{1}{T}$. En particulier, les expériences de M. Plessner sur le sulfate de fer dissous donnent, pour le coefficient k_t d'aimantation spécifique,

$$k_t = \frac{24200}{T} 10^{-6}.$$

Palladium. — Les expériences exécutées sur ce corps par M. Curie ont été poursuivies jusqu'à 1370°. Elles sont assez convenablement représentées par la formule

$$k_t = \frac{0,00152}{T}.$$

Verre et porcelaine. — Ces corps paraissent formés d'une masse diamagnétique de coefficient d'aimantation négatif constant, souillée par des traces de substances magnétiques dont le coefficient d'aimantation positif décroît suivant une loi hyperbolique. Il en résulte une allure singulière de leur coefficient d'aimantation : ainsi le verre, très faiblement diamagnétique à la température ordinaire, devient rapidement et de plus en plus diamagnétique jusqu'à 300°; au delà, le coefficient d'aimantation ne présente plus de variation sensible. La porcelaine vernissée, assez fortement magnétique à la température ambiante, l'est de moins en moins à mesure que la température s'élève; vers 600° à 800° elle devient diamagnétique et, vers 1200°, son coefficient d'aimantation négatif n'augmente plus que très lentement.

3° *Corps ferro-magnétiques.* — Le principal intérêt des mesures de M. Curie relatives aux corps ferro-magnétiques, consiste dans le changement d'allure que présentent les courbes d'aimantation, quand la température s'élève suffisam-

---

(¹) Wiedemann, *Pogg. Ann.*, t. CXXVI, p. 1; 1885. *Voir* t. IV, 3ᵉ fascicule, p. 399 et 402.

(²) Plessner, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, p. 336; 1890.

ment (¹). On sait qu'à la température ordinaire, les corps ferro-magnétiques, soumis à des champs d'intensité croissante, fournissent d'abord des coefficients d'aimantation (ou des perméabilités) croissants, puis décroissants (²), de telle sorte que, quand le champ croît indéfiniment, k tend vers o et la perméabilité μ vers l'unité. Au contraire, les corps faiblement magnétiques possèdent, à température invariable, un coefficient d'aimantation constant; leur courbe d'aimantation est une droite. M. Curie a découvert qu'à haute température les corps ferro-magnétiques se comportent à la façon des corps peu magnétiques. On nomme *température de transformation* la température à partir de laquelle la courbe d'aimantation change d'allure.

Pour la fonte blanche, la température de transformation est voisine de 670°. De 850° à 1267°, on a très sensiblement

$$k_t = \frac{38\,500}{T}\,10^{-6}.$$

Pour la magnétite, la température de transformation est de 535°. De 850° à 1360°, on a

$$k_t = \frac{0,0280}{T}.$$

Le fer présente des singularités remarquables dont on se rendra compte à l'inspection du Tableau suivant, relatif aux variations de k avec la température :

t.	$k.10^6$.	t.	$k.10^6$.	t.	$k.10^6$.
756°	7500	820°	509	1100°	26,3
758	5800	840	348	1150	25,6
760	4680	860	238	1200	25
765	3270	880	138	1250	24,3
770	2420	900	61	1280	{ 23,9
780	1480	920	33,9		{ 38,3
790	1023	940	28,4	1300	36,9
800	776	1000	27,6	1330	34,8
810	725	1050	27	1336	32,3

(¹) *Voir* t. IV, 3ᵉ fasc., p. 335.

(²) *Ibid.*, p. 334.

La température de transformation du fer est voisine de 750°. De 750° à 950°, la variation relative de k est considérable; de 950° à 1280°, k est presque constant, puis se relève brusquement à 1280° pour décroître de nouveau régulièrement jusqu'aux plus hautes températures employées. La courbe donnant k en fonction de t, aux températures inférieures à 950° ou supérieures à 1280°, paraît formée de deux branches qui se prolongent l'une l'autre : les températures intermédiaires donnent une courbe différente.

Alliages de fer. — Les propriétés magnétiques de ces corps varient d'une façon extrêmement compliquée et encore trop mal connue pour qu'il soit possible d'insister ici sur ce sujet. Nous nous bornerons à une remarque d'une assez grande généralité.

L'influence de substances étrangères peut être extrêmement profonde; l'on commettrait souvent une erreur énorme en considérant le pouvoir magnétique d'un corps comme proportionnel à la quantité de fer qu'il contient. Le Tableau suivant, emprunté à M. Weiss [1], se rapporte aux alliages de fer et d'antimoine :

Fer.		k.
26	pour 100	0,00009
33,9	»	0,0005
38,6	»	0,0051
42,7	»	0,125
51,2	»	0,33
56,8	»	1,06

Aciers au nickel. — On savait déjà, par les expériences de M. Hopkinson [2], que des aciers au nickel contenant moins de 25 pour 100 de nickel peuvent être magnétiques à la température ordinaire. M. Guillaume [3] a découvert que ces al-

(1) P. Weiss, Thèse de doctorat, 2e Partie, Paris; 1896.

(2) Hopkinson, *Proc. of the Royal Soc.*, 1889 et 1890.

(3) Guillaume, *Recherches sur les aciers au nickel* (*Bulletin de la Soc. d'encouragement*, mars 1898); *Journal de Physique*, 3e série, t. VII, p. 262 et t. VIII, p. 94; Houllevigue, *ibid.*, p. 89.

liages sont *irréversibles* en ce sens qu'à une même température ils peuvent exister à deux états différents suivant le cycle des températures antérieures.

Lorsque ces alliages sont chauffés, ils perdent graduellement leur magnétisme à des températures qui sont comprises, pour tous les alliages, entre le rouge naissant et le rouge cerise. Lorsqu'on les refroidit, ils repassent par les mêmes températures sans redevenir magnétiques et ne reprennent leur état qu'à une température inférieure à celles entre lesquelles se produit la perte de magnétisme. Le retour à l'état magnétique est graduel et les températures entre lesquelles il se produit sont d'autant plus basses que l'alliage est plus riche en nickel. Pour l'alliage à 24 pour 100, la transformation débute un peu au-dessous de zéro. L'acier contenant 22 pour 100 de nickel et 3 pour 100 de chrome reste non magnétique, même dans l'air liquide.

Les alliages d'une teneur en nickel supérieure à 25 pour 100 sont réversibles : ils rentrent dans la règle générale.

La réversibilité ou l'irréversibilité de ces alliages se manifeste aussi pour d'autres propriétés, notamment pour leur dilatation thermique et leur élasticité, étudiées aussi par M. Guillaume.

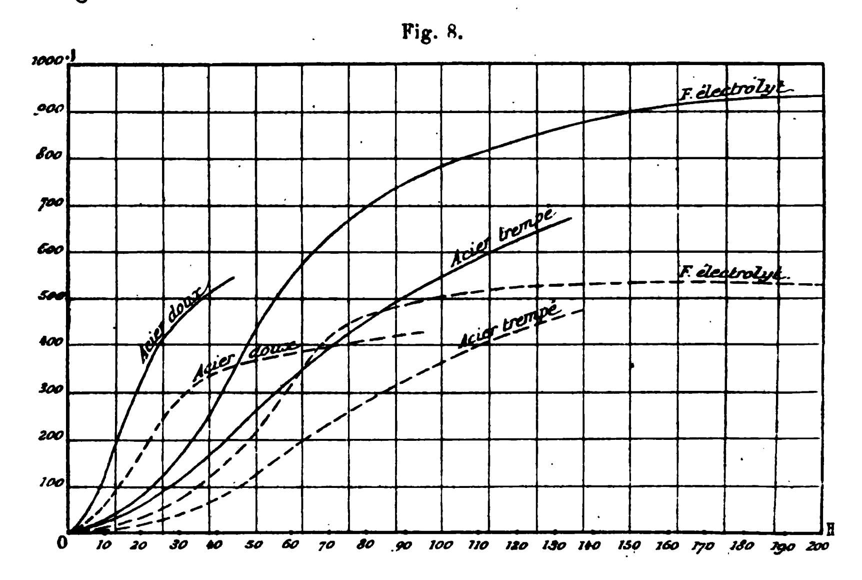
FER ÉLECTROLYTIQUE. — Le fer électrolytique, étudié par M. Houllevigue (1), a des propriétés qui dépendent de la composition du bain et de la densité du courant employé à produire le dépôt. Avec des bains riches en chlorhydrate d'ammoniaque et une densité de courant de $0^{amp},06$ par centimètre carré, on obtient des dépôts réguliers contenant, par gramme, $16^{cc},3$ d'hydrogène. Ces dépôts ont un magnétisme rémanent très notable et doivent, à la présence de l'hydrogène, un ensemble de propriétés qui les rapproche des aciers (2) les plus durs; par exemple, la *fig.* 8 représente les courbes d'aiman-

(1) HOULLEVIGUE, *Étude expérimentale du fer électrolytique* (*Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 245; 1897).

(2) M. CAILLETET (*Comptes rendus*, t. LXXX, p. 319; 1875) a, le premier, considéré le fer électrolytique comme un acier à l'hydrogène.

tation du fer électrolytique et de divers aciers étudiés par M. Houllevigue. Les courbes en traits pleins se rapportent au magnétisme total; les courbes en traits ponctués, au magnétisme rémanent.

Fig. 8.



Les dépôts de fer effectués sans précautions spéciales sortent toujours aimantés de la cuve électrolytique [1].

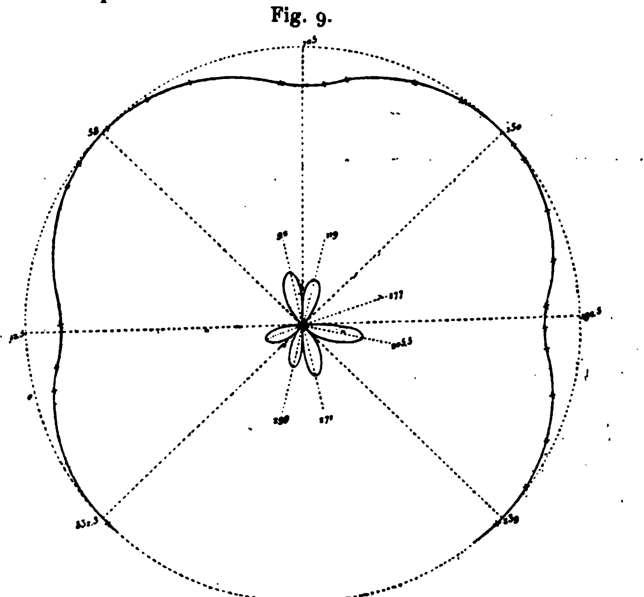
CORPS CRISTALLISÉS. RECHERCHES DE M. P. WEISS. — M. P. Weiss [2] a été conduit par l'étude de la magnétite cristallisée, Fe^3O^4, à des résultats très curieux. La magnétite cristallise dans le système cubique; on pouvait donc supposer qu'elle présenterait, dans toutes les directions, les mêmes propriétés magnétiques. Cependant, l'étude de diverses propriétés physiques, telles que l'élasticité, la dureté, avait déjà mis les physiciens en garde contre une tendance à trop

(1) W. BEETZ, *Pogg. Ann.*, t. CVII; 1860.

(2) P. WEISS, Thèse de doctorat, Paris; 1896. *L'Éclairage électrique*, t. VIII, p. 56, 105 et 436. *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 438.

généraliser ce que nous observons pour les propriétés optiques des cristaux. Or M. Weiss a justement trouvé que les courbes d'aimantation, déterminées sur des prismes de magnétite taillés suivant les directions des axes quaternaires, ternaires et binaires du système cubique, présentent des différences nettement caractérisées, mais, d'ailleurs, parfaitement compatibles avec le mode de symétrie qui caractérise le système cubique.

Fig. 9.



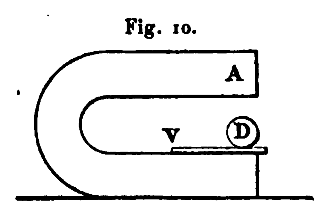
L'aimantation dans la direction des axes ternaires et binaires est analogue à celle que présentent les autres corps ferro-magnétiques; elle tend vers la saturation suivant une loi hyperbolique. L'aimantation suivant l'axe ternaire, qui est en général la plus forte, est d'ailleurs très peu supérieure à l'aimantation suivant l'axe binaire. Quant à l'aimantation suivant l'axe quaternaire, elle est nettement inférieure dans les champs faibles; mais, dans les champs très forts, elle tend à atteindre celle qui caractérise les autres axes.

Les courbes de la *fig.* 9 représentent, d'après M. Weiss, la

variation de l'aimantation dans les diverses directions parallèles aux faces du cube. La courbe extérieure, ondulée, donne la composante longitudinale; la courbe intérieure, en corolle polypétale, se rapporte à la composante transversale.

Une expérience qualitative très intéressante permet de mettre en évidence les différences de propriété découvertes par M. P. Weiss. Si l'on pose un disque de magnétite sur un plan de verre placé intérieurement sur l'une des branches d'un aimant A, dont le champ est vertical (*fig.* 10), le disque se place verticalement dans le plan de symétrie de l'aimant et, tout en glissant vers la région du champ où l'intensité est maximum, s'oriente de façon à placer un de ses axes d'aimantation maximum parallèlement au champ. Si l'on veut alors l'écarter de sa position d'équilibre par une rotation, il y revient énergiquement, à moins que, par suite d'un écart un peu trop grand, un autre axe d'aimantation ne se substitue au premier.

Fig. 10.

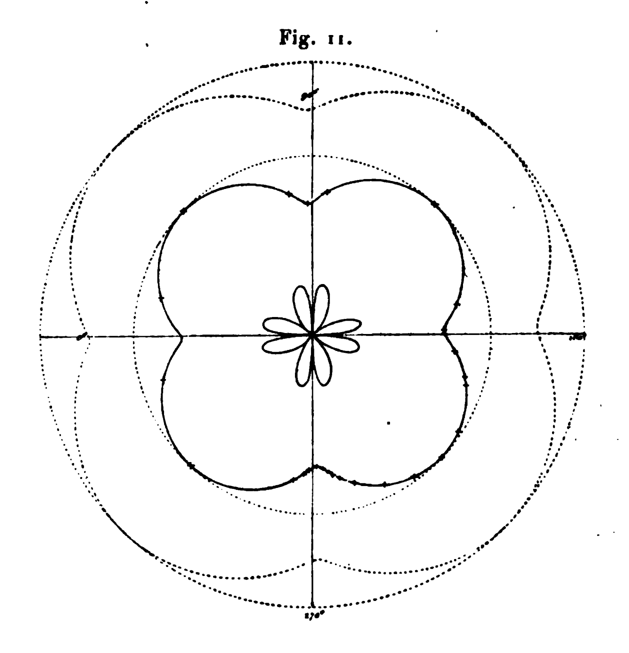


M. Weiss montre que l'on a une image assez nette de l'ensemble de ces propriétés si l'on suppose que la magnétite est formée de lamelles entrecroisées respectivement parallèles aux trois couples de faces du cube et séparées par des couches d'une substance non magnétique. Suivant les directions des axes quaternaires ou binaires, une seule série de lamelles est susceptible de recevoir l'aimantation; suivant les axes ternaires, les trois sortes de lamelles, obliques par rapport à la direction d'aimantation résultante, interviennent simultanément. L'aimantation résultante est plus considérable dans ce cas que dans les deux autres.

Tous les effets indiqués ci-dessus sont imités artificiellement par l'emploi de paquets de toiles métalliques en fil de fer. La *fig.* 11 représente les variations de l'aimantation dans le plan des toiles; elle est très analogue à celle que nous avons tracée (*fig.* 9) pour la magnétite dans un plan parallèle aux faces du cube.

M. Westman (¹) a étudié le fer oligiste de Kragerö qui cristallise dans le système hexagonal, et il a montré que : 1° dans les champs intenses, les axes secondaires de première espèce sont équivalents aux axes secondaires de deuxième espèce; 2° que la constante d'aimantation dans le sens de l'axe ternaire ne dépasse pas quelques centièmes de la con-

Fig. 11.



stante d'aimantation dans le plan de symétrie qui, elle-même, n'est que un à deux millièmes de la constante d'aimantation du fer ordinaire.

Enfin, des expériences toutes récentes de M. P. Weiss (²) sur la pyrrhotine ou pyrite magnétique de Minas Geraës ont fourni l'exemple, unique jusqu'ici, d'une substance qui n'est susceptible de s'aimanter que dans un certain plan, de sorte

(¹) Westman, *Upsala Universitets Arskrift;* 1896. *Journal de Physique,* 3ᵉ série, t. VI, p. 337.

(²) P. Weiss, *Comptes rendus,* t. CXXVI, p. 1099; 1898.

que l'aimantation, dans une direction normale à ce plan, est impossible. La pyrrhotine est une substance d'apparence hexagonale, et la direction d'aimantation nulle est la direction de l'axe normal à la base hexagonale.

HYSTÉRÉSIS. LOI EMPIRIQUE DE STEINMETZ. — Les corps ferromagnétiques présentent, en général, le phénomène de l'aimantation résiduelle ou de l'hystérésis ([1]). M. Ewing, qui a proposé ce dernier nom ([2]), a appelé l'attention des physiciens sur l'importance de l'hystérésis au point de vue du travail consommé dans les machines magnéto ou dynamo-électriques.

Considérons deux pôles magnétiques, $-m$ et $+m$, situés à la distance l. Soient V_1 et V_2 les potentiels magnétiques aux points où se trouvent ces pôles. Si, par suite d'un déplacement, les pôles acquièrent des masses $\mp(m+dm)$ et se trouvent amenés en des points où les potentiels sont V'_1 et V'_2, le travail des forces magnétiques est

$$(1)\quad \begin{cases} d\mathfrak{T} = \left(m+\dfrac{dm}{2}\right)(V_2-V'_2)-\left(m+\dfrac{dm}{2}\right)(V_1-V'_1) \\ \quad = \left(m+\dfrac{dm}{2}\right)l\left\{\dfrac{V'_1-V'_2}{l}-\dfrac{V_1-V_2}{l}\right\}. \end{cases}$$

Or, si l'on désigne par H la composante du champ parallèle à l'axe de l'aimant dans sa position primitive, par $H+dH$ la composante parallèle à l'axe de l'aimant dans la position finale, on a

$$\frac{V_1-V_2}{l}=H,\qquad \frac{V'_1-V'_2}{l}=H+dH,$$

et l'expression (1) de $d\mathfrak{T}$ devient, en désignant par M le moment ml,

$$d\mathfrak{T}=\left(M+\frac{dM}{2}\right)dH,$$

([1]) *Voir* t. IV, 4e fasc., p. 86.

([2]) Ewing, *Phil. Trans.*, p. 69; 1885.

ou simplement

$$d\mathfrak{T} = \mathrm{M}\, d\mathrm{H},$$

à un infiniment petit du second ordre près.

Si le petit aimant considéré est soumis à un cycle fermé d'opérations qui, au bout d'une période, ramènent le moment M et l'intensité H du champ à la même valeur, le travail total sera

$$\mathfrak{T} = \int \mathrm{M}\, d\mathrm{H}.$$

Soit maintenant un petit corps magnétique, par exemple une particule de fer, de volume v, dont l'intensité d'aimantation sera représentée par I. Le moment magnétique de la particule sera

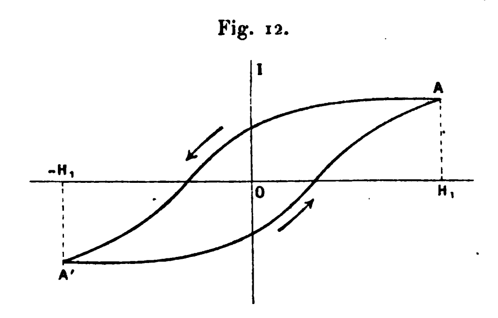
$$\mathrm{M} = \mathrm{I}v,$$

et le travail

$$\mathfrak{T} = v \int \mathrm{I}\, d\mathrm{H}.$$

Construisons une courbe (*fig.* 12) à l'aide d'un point figu-

Fig. 12.



ratif d'abscisse H, d'ordonnée I et nommons-la *courbe d'hystérésis*; le travail perdu par unité de volume du fer est représenté par l'aire de la courbe.

Lorsque le champ oscille régulièrement de $-\mathrm{H}_1$ à $+\mathrm{H}_1$, cette courbe a la forme représentée ci-contre. Elle est parcourue dans le sens des flèches. Son aire doit donc être considérée comme négative, c'est-à-dire qu'*il y a du travail con-*

sommé. Ce travail est converti en chaleur au sein de la masse magnétique.

M. Steinmetz (¹) a annoncé que l'énergie dissipée par suite de l'hystérésis, pendant un cycle complet, peut s'exprimer par la formule empirique

$$(2) \qquad \mathcal{E} = v\eta\left(\frac{I_1 - I_2}{2}\right)^{1,6}$$

dans laquelle η est une constante spécifique, I_1 et I_2 les intensités d'aimantation extrêmes prises avec leur signe. Si le cycle d'hystérésis est symétrique par rapport à l'origine, c'est-à-dire si $I_2 = - I_1$, la formule de Steinmetz se réduit à

$$\mathcal{E} = v\eta I^{1,6}.$$

Cette formule, susceptible de rendre des services dans la pratique, ne peut cependant être considérée que comme approchée et purement empirique. M. Ewing et Miss Klaessen (²) ont montré qu'elle est en défaut pour les champs très faibles. De plus, des expériences récentes de M. P. Weiss (³), relatives aux alliages de fer et d'antimoine, montrent que non seulement le coefficient η, mais encore l'exposant de la puissance à laquelle doit être élevé I, varient d'un corps à un autre. Mais, pour les applications courantes, la loi de Steinmetz peut être employée au calcul approché de l'énergie dissipée.

INFLUENCE DE L'AIMANTATION SUR LES PHÉNOMÈNES THERMO-ÉLECTRIQUES. — L'aimantation des corps ferro-magnétiques produit, en général, de légères variations de leurs propriétés physiques. Parmi les propriétés électriques, on a constaté :

1° Des modifications de la résistance électrique, l'aimantation longitudinale augmentant la résistance du fer doux et diminuant celle de l'acier trempé;

(¹) STEINMETZ, *Trans. of the american Institute of the electrical engineers*, t. IX, p. 1 et 671; 1892.
(²) J.-A. EWING et Miss H.-G. KLAESSEN, *The Electrician*, p. 636; 1891.
(³) P. WEISS, Thèse de doctorat, 3ᵉ Partie.

2° Une influence de l'aimantation sur les réactions chimiques et sur la force électromotrice des piles hydro-électriques [1];

3° Une influence de l'aimantation sur les phénomènes thermo-électriques [2].

Ce dernier phénomène, étudié d'abord par Sir W. Thomson [3], a fait récemment l'objet d'un travail important de M. Houllevigue [4]. Ce savant a prouvé :

1° Que les positions du fer et de l'acier dans la série thermo-électrique sont modifiées par l'aimantation;

2° Qu'il en résulte pour le phénomène de Peltier, par exemple à une surface de contact fer-cuivre, une variation correspondant à celle de la force électromotrice; M. Houllevigue a pu constater directement cette variation;

3° Qu'il en résulte aussi une variation spéciale de l'effet Thomson ou transport électrique de la chaleur. On établit, ainsi qu'il suit, la nécessité de cette variation.

Soit une pile thermo-électrique fer-cuivre dont toutes les parties sont à la même température. Si l'on place un aimant au voisinage de l'une des soudures, la différence de potentiel correspondante fer-cuivre se trouvera modifiée et, par conséquent, le système devrait fonctionner comme une pile, c'est-à-dire dépenser de l'énergie d'une manière continue, ce qui est impossible. Il est donc nécessaire que la variation de potentiel produite à l'une des soudures, du fait de l'aimantation, se trouve d'elle-même compensée dans une autre portion du circuit; il doit donc y avoir une force électromotrice répartie d'une manière continue le long du fer, entre parties adjacentes différemment aimantées. A cette force électromotrice spéciale correspond un nouveau transport électrique de la chaleur, que M. Houllevigue a, en effet, réussi à mettre en évidence.

---

(1) *Voir* t. IV, 3e fasc., p. 409.

(2) *Voir* t. IV, 2e fasc., p. 129 à 160.

(3) Sir W. Thomson, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3e série, t. LIV, p. 115; 1858.

(4) Houllevigue, Thèse de doctorat. Paris; 1895. *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. VII, p. 495.

Une lame de fer mince et longue PQ (*fig.* 13) est repliée en U et protégée par de l'ouate. Sur les branches opposées s'appuient les deux soudures T, T′ d'une pile thermo-électrique; dans le voisinage peuvent se placer deux forts aimants A, A′ qui déterminent une aimantation transversale de la lame de fer diminuant de A vers P et de A′ vers Q. Si l'on dirige à travers la lame un courant dans le sens POQ, ce courant traverse la branche PO en allant du fer non aimanté vers le fer aimanté, et la branche OQ en allant du fer aimanté vers le fer non aimanté. Plaçons les soudures TT′ de telle sorte que, quand le courant passe et que les aimants sont enlevés, un galvanomètre placé dans le circuit de TT′ reste au zéro, quel que soit le sens du courant. Les aimants étant alors rétablis, on observe de petites déviations galvanométriques qui se renversent avec le sens du courant. M. Houllevigue a constaté que le signe des déviations coïncide avec celui que l'on prévoit d'après le sens de la variation de la force électromotrice du système cuivre-fer, produite par l'aimantation.

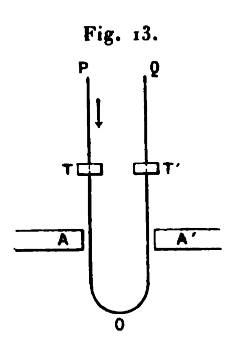


Fig. 13.

Phénomène de Hall dans les liquides. — M. Bagard (¹) a démontré que le phénomène de Hall (²) se produit dans les liquides électrolytiques. A cet effet, il a opéré sur des dissolutions de sulfate de cuivre ou de sulfate de zinc et il a mesuré, par les méthodes ordinaires, la différence de potentiel produite sous l'influence du champ entre deux points a et *b* appartenant primitivement à une même surface équipotentielle; ou plus exactement, il a mesuré, avant et après retournement du champ : 1° la différence de potentiel dans le sens des lignes de force primitives, d'où il déduit l'inte

(¹) Bagard, *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. V, p. 499; 1897.
(²) *Voir* t. IV, 3ᵉ fasc., p. 414.

sité du courant, et 2° la différence de potentiel dans le sens transversal, d'où il déduit l'effet de Hall.

M. Bagard a trouvé que cet effet s'exerce dans le même sens que pour le bismuth et qu'il augmente :

1° Quand la teneur en sel de la dissolution diminue;

2° Quand la densité du courant augmente;

3° Quand l'intensité du champ augmente.

La précision des expériences ne paraît pas suffisante pour permettre de formuler des lois quantitatives analogues à celles qui ont été énoncées pour les métaux; mais l'existence même du phénomène de Hall dans les liquides paraît mise hors de doute.

Phénomène de Zeeman. — L'une des actions les plus remarquables du champ magnétique est à coup sûr celle qui vient d'être découverte par M. Zeeman (1). Elle consiste essentiellement en un dédoublement plus ou moins complexe des lignes des spectres d'émission ou d'absorption (2) d'une flamme, *lorsque celle-ci se trouve placée dans un champ magnétique.*

L'effet du champ sur la lumière émise par une flamme extérieure est nul (3).

L'écart des lignes dédoublées n'est sensible que dans des champs magnétiques très intenses, ce qui rend les mesures extrêmement difficiles et laborieuses. Le nombre des lignes fourni par le dédoublement d'une seule raie (doublets ou triplets, simples ou complexes) et l'état de polarisation de chacune des lignes dédoublées diffèrent suivant que l'on observe dans le sens des lignes de force du champ ou dans le sens perpendiculaire.

---

(1) Zeeman, *Communications of the laboratory of the University of Leyden*, n° 33; 1896. *Voir* aussi : Cornu, *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 673; Michelson, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLV, p. 348, et *Journal de Physique*, 3e série, t. VII, p. 483 et diverses Notes de MM. Cornu, Becquerel, etc., dans les *Comptes rendus;* 1898 *passim.*

(2) Righi, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXVII, p. 216 et t. CXXVIII, p. 45; 1898-99. — Cotton, *Ibid.*, t. CXXVII, p. 953; 1898.

(3) Broca, *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 678.

On peut résumer ainsi, provisoirement, les principales lois du phénomène ([1]) :

1° Les raies spectrales sont normalement triplées quand elles sont émises dans un champ magnétique;

2° Pour une première approximation, la séparation, proportionnelle à l'intensité du champ, peut être considérée comme étant la même dans toutes les régions du spectre;

3° Vues dans un plan normal au champ magnétique, les raies extérieures sont polarisées parallèlement au champ, la raie centrale perpendiculairement au champ;

4° Dans la direction du champ, la raie centrale disparaît, tandis que les raies extérieures sont polarisées circulairement, la composante de plus courte longueur d'onde dans le sens du courant qui produit le champ, l'autre en sens inverse.

Chacune des raies composantes paraît être un triplet dissymétrique.

Il y a d'ailleurs des différences qui se manifestent d'une raie à une autre, suivant des lois complexes qu'on ne semble pas pouvoir encore bien préciser.

([1]) Michelson, *loc. cit.*

CHAPITRE V.

COURANTS ALTERNATIFS. — MOTEURS A COURANTS ALTERNATIFS.

Fréquence. — Intensités moyenne et efficace. — Impédance et réactance. — Cas où la résistance est négligeable. — Expérience d'Élihu Thomson. — Cas où le circuit est fermé sur une capacité. — Problème de M. Boucherot. — Emploi des imaginaires. — Courants polyphasés. — Champs tournants. — Moteurs synchrones à courants alternatifs. — Moteurs asynchrones.

FRÉQUENCE. — INTENSITÉS MOYENNE ET EFFICACE. — Toute fonction périodique pouvant être décomposée en fonctions périodiques simples sinusoïdales, nous nous bornerons à considérer les courants périodiques dont l'intensité est de la forme

$$i = \mathrm{I}\sin(\omega t - \varphi),$$

I, ω et φ étant des constantes. I se nomme l'*amplitude* du courant, φ sa *phase*.

La *période* du courant est $\mathrm{T} = \frac{2\pi}{\omega}$; et l'on désigne sous le nom de *fréquence* l'inverse $\frac{\omega}{2\pi}$ de la période ou le nombre de périodes par seconde. Le nombre d'inversions du courant par seconde est double de la fréquence.

La quantité d'électricité transportée par le courant pendant une demi-période est

$$q = \mathrm{I}\int_0^{\frac{\mathrm{T}}{2}} \sin\omega t . dt = \frac{2\mathrm{I}}{\omega},$$

et l'*intensité moyenne* pendant cette demi-période est

$$\frac{2q}{T} = \frac{2I}{\pi}.$$

L'intensité moyenne étendue à une période entière serait nulle.

Soit r une résistance parcourue par le courant. L'énergie dépensée sous forme de chaleur dans cette résistance, pendant une période entière, est

$$W = rI^2 \int_0^T \sin^2 \omega t \, dt = rI^2 \frac{T}{2}.$$

C'est celle qui serait dépensée par un courant permanent d'intensité I_m telle que

$$I_m^2 = \frac{I^2}{2}.$$

I_m s'appelle l'*intensité efficace* du courant alternatif.

IMPÉDANCE ET RÉACTANCE. — Soit une force électromotrice périodique

$$e = E \sin \omega t.$$

La *force électromotrice moyenne* pendant une demi-période sera $\frac{2E}{\pi}$. La force électromotrice moyenne pendant une période entière serait nulle.

Quand nous parlerons désormais d'intensité ou de force électromotrice moyenne d'un courant alternatif, il sera bien entendu qu'il s'agit de l'intensité ou de la force électromotrice relatives à une demi-période.

Lorsque la force électromotrice e agit dans un circuit de résistance r et dont le coefficient de self-induction est L, l'équation différentielle du courant est

$$E \sin \omega t = ri + L \frac{di}{dt}. \tag{1}$$

Quand le régime périodique est établi [1], la solution de cette équation prend la forme

$$(2) \qquad i = \mathrm{I}\sin(\omega t - \varphi)$$

et l'on a

$$(3) \qquad \begin{cases} \mathrm{I} = \dfrac{\mathrm{E}}{\sqrt{r^2 + \mathrm{L}^2\omega^2}}, \\ \operatorname{tang}\varphi = \dfrac{\mathrm{L}\omega}{r}. \end{cases}$$

La phase du courant présente un retard ou *décalage* φ par rapport à la force électromotrice; la tangente de l'angle φ est proportionnelle au coefficient de self-induction et à la fréquence, en raison inverse de la résistance.

L'intensité efficace du courant est

$$\mathrm{I}_m = \frac{\mathrm{I}}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\mathrm{E}}{\sqrt{r^2 + \mathrm{L}^2\omega^2}} = \frac{\mathrm{E}_m}{\sqrt{r^2 + \mathrm{L}^2\omega^2}};$$

elle est égale à la *force électromotrice efficace* E_m divisée par une quantité qui joue, par rapport à la force électromotrice et à l'intensité efficaces, le rôle d'une résistance; on a donné à cette quantité le nom d'*impédance*. $\mathrm{L}\omega$ est la *réactance*.

Si le coefficient de self-induction ou la fréquence sont assez petits par rapport à la résistance r proprement dite ou *résistance ohmique,* la réactance est négligeable; l'impédance se confond avec la résistance; le décalage du courant est nul.

CAS OU LA RÉSISTANCE EST NÉGLIGEABLE. — Dans le cas opposé, c'est-à-dire si la fréquence est extrêmement grande ou si le coefficient de self-induction est très élevé, de telle sorte que r soit négligeable devant $\mathrm{L}\omega$, l'impédance se confond avec la réactance; $\operatorname{tang}\varphi$ devient infini : l'angle de décalage est égal à $\frac{\pi}{2}$; en d'autres termes, l'intensité du courant est en retard

---

[1] *Voir* t. IV, 3e fasc., p. 196.

d'un quart de période par rapport à la force électromotrice.

Ce cas peut être traité directement, en faisant $r=0$ dans l'équation différentielle (1), qui se réduit alors à

$$E \sin \omega t = L \frac{di}{dt},$$

d'où

$$i = -\frac{E}{L\omega} \cos \omega t = \frac{E}{L\omega} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right).$$

La même simplification s'introduit dans l'étude de l'induction réciproque de deux circuits [1], dont l'un contient une force électromotrice périodique, tandis que le second, dont la résistance est supposée négligeable, n'est soumis qu'à l'induction du premier. Les équations des deux courants se réduisent à

$$E \sin \omega t = ri + L \frac{di}{dt} + M \frac{di'}{dt},$$

$$M \frac{di}{dt} + L' \frac{di'}{dt} = 0;$$

d'où

$$E \sin \omega t = ri + \left(L - \frac{M^2}{L'}\right) \frac{di}{dt},$$

$$i = I \sin(\omega t - \varphi),$$

$$I = \frac{E}{\sqrt{r^2 + \left(L - \frac{M^2}{L'}\right) \omega^2}}, \qquad \operatorname{tang} \varphi = \frac{\left(L - \frac{M^2}{L'}\right) \omega}{r},$$

$$i' = -\frac{M}{L'} i.$$

EXPÉRIENCE D'ÉLIHU THOMSON. — Ainsi le courant i' dans le circuit induit demeure constamment proportionnel au courant inducteur i, et il est de sens contraire. Il en résulte qu'il y a à chaque instant, entre les deux courants, une force répulsive

[1] *Voir* t. IV, 3ᵉ fasc., p. 179.

réciproque proportionnelle au carré de l'intensité du courant inducteur. La force répulsive moyenne est proportionnelle au produit

$$\frac{M}{L'} I_m^2,$$

ou à

$$\frac{M}{L'} I^2 = \frac{M}{L'} \frac{E^2}{r^2 + \left(L - \frac{M^2}{L'}\right)\omega^2} = \frac{ME^2}{L'r^2 + (LL' - M^2)\omega^2}.$$

M. Élihu Thomson (1) place, sur le circuit d'un alternateur, une bobine d'un très grand nombre de tours, munie d'un noyau de fils de fer doux, et il réduit le circuit induit à un anneau creux de cuivre ou d'aluminium qu'on enfile sur la bobine. Dans ces conditions, $\frac{M}{L'}$ est très grand : l'anneau est parcouru par des courants alternatifs très intenses, et la répulsion est telle que l'anneau peut être projeté violemment dès qu'on ferme le circuit inducteur. Si l'on maintient l'anneau en place, les courants induits sont assez intenses pour l'échauffer vivement, malgré la valeur très petite de sa résistance.

CAS OU LE CIRCUIT EST FERMÉ SUR UNE CAPACITÉ. — Un circuit dont la résistance est r, le coefficient de self-induction L, contient une force électromotrice périodique $E \sin \omega t$ et un condensateur de capacité C. Il s'agit de déterminer l'intensité i du courant et la différence de potentiel v des armatures à un moment quelconque. Les équations différentielles du problème sont

$$E \sin \omega t = ri + L \frac{di}{dt} + v,$$

$$i = C \frac{dv}{dt};$$

(1) ÉLIHU THOMSON, *Phenomena of alternating current induction* (*Engin.*, t. L, p. 144 et 202, 1890).

d'où

$$LC\frac{d^2v}{dt^2} + rC\frac{dv}{dt} + v = E\sin\omega t.$$

Quand le régime périodique sera établi, on aura

$$v = V\sin(\omega t - \varphi),$$

$$V = \frac{E}{\sqrt{(rC\omega)^2 + (1 - LC\omega^2)^2}}, \qquad \operatorname{tang}\varphi = \frac{rC\omega}{1 - LC\omega^2},$$

$$i = C\frac{dv}{dt} = \frac{CE\omega}{\sqrt{(rC\omega)^2 + (1 - LC\omega^2)^2}}\cos(\omega t - \varphi) = I\sin(\omega t - \psi),$$

$$(3\,bis)\quad I = \frac{E}{\sqrt{r^2 + \left(\frac{1}{C\omega} - L\omega\right)^2}}, \quad \operatorname{tang}\psi = -\cot\varphi = \frac{L\omega}{r}\left(1 - \frac{1}{CL\omega^2}\right).$$

L'intensité efficace est toujours égale à la force électromotrice efficace divisée par une quantité qui joue le rôle d'une résistance et à laquelle nous conserverons le nom d'*impédance*. Nous appellerons encore *réactance* la quantité dont le carré s'ajoute au carré de la résistance pour donner le carré de l'impédance.

On peut regarder les formules (3 *bis*), comme renfermant aussi le cas précédemment traité (p. 98) où il n'y a pas de capacité dans le circuit, à condition de considérer, dans ce dernier cas, la capacité comme infinie. En faisant $\frac{1}{C} = 0$ dans les formules (3 *bis*), on retombe, en effet, sur les formules (3).

Dans le cas général, on voit que l'introduction d'une capacité dans un circuit agit comme une diminution de la self-induction dans le rapport $1 - \frac{1}{CL\omega^2}$.

Quand la condition

$$(4)\qquad \frac{1}{C\omega} = L\omega$$

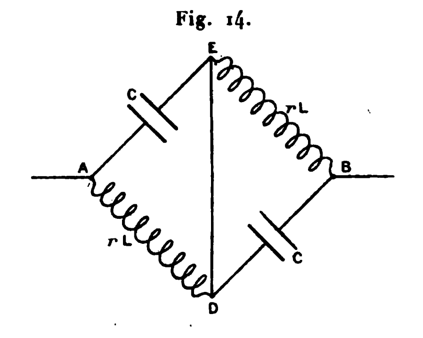
est réalisée, l'impédance prend une valeur minimum égale à

la résistance ohmique r, et l'on a $\psi = 0$, $\varphi = \frac{\pi}{2}$; la phase du courant coïncide avec celle de la force électromotrice, la phase du condensateur est en retard de $\frac{1}{4}$ de période. On a donc simplement

$$(5) \qquad \left\{ \begin{aligned} i &= \frac{E}{r} \sin \omega t, \\ v &= -\frac{E}{rC\omega} \cos \omega t. \end{aligned} \right.$$

PROBLÈME DE M. BOUCHEROT. — M. Boucherot ([1]) s'est proposé d'obtenir dans une portion de circuit ED (*fig.* 14), comprenant ou non des condensateurs, un courant d'intensité efficace indépendante de l'impédance propre de cette portion de circuit. A cet effet, il forme un pont AEBD, applique en AB une force électromotrice efficace constante et constitue les quatre branches de la manière suivante : AE et BD se réduisent à des condensateurs de capacités égales C; EB et AD ont des résistances r et des self-inductions L égales. Enfin, M. Boucherot établit entre C, L, r et ω la relation critique (4).

Fig. 14.



Désignons par i, i_1, i_2 les intensités de courant en ED, AE, EB; par $E \sin \omega t$ la force électromotrice entre A et B, par v la différence de potentiel des armatures du condensateur AE. Par raison de symétrie, les intensités en AD et DB sont respectivement égales à i_2 et à i_1; la différence de potentiel du

([1]) BOUCHEROT, *Bulletin de la Société internationale des Électriciens*, t. XV, p. 97; 1898.

condensateur DB est égale à v. On a les relations

$$(6)\quad \begin{cases} i = i_1 - i_2, \\ i_1 = C\dfrac{dv}{dt}, \\ E\sin\omega t = v + i_2 r + L\dfrac{di_2}{dt}. \end{cases}$$

De ces équations on tire, par différentiation,

$$E\omega\cos\omega t = \frac{dv}{dt} + r\frac{di_2}{dt} + L\frac{d^2 i_2}{dt_2}.$$

Mais

$$\frac{dv}{dt} = \frac{i_1}{C} = \frac{i}{C} + \frac{i_2}{C},$$

et, par suite,

$$(7)\quad \frac{i}{C} = E\omega\cos\omega t - \left(\frac{i_2}{C} + r\frac{di_2}{dt} + L\frac{d^2 i_2}{dt^2}\right).$$

Or, si l'on pose

$$(8)\quad i_2 = -\frac{E}{rC\omega}\cos\omega t,$$

et si l'on tient compte de la relation (4), la quantité entre parenthèses dans le second membre de (7) se réduit à $\frac{E}{C}\sin\omega t$. On peut donc satisfaire à l'équation (7) en donnant à i_2 la valeur (8) et à i la valeur (9)

$$(9)\quad \begin{cases} i = E(C\omega\cos\omega t - \sin\omega t) = E\sqrt{1+(C\omega)^2}\sin(\omega t - \varphi), \\ \tang\varphi = C\omega. \end{cases}$$

On voit que l'intensité i, ainsi déterminée, est bien indépendante de la constitution de la branche ED, dans laquelle ce courant circule : il en est de même de l'intensité efficace.

EMPLOI DES IMAGINAIRES. — Les problèmes, de plus en plus nombreux, qui se posent dans l'industrie à propos des cou-

rants alternatifs peuvent se simplifier beaucoup, par un artifice fondé sur l'emploi des imaginaires.

Soit une branche de circuit comprenant une force électromotrice $E\sin(\omega t - \varepsilon)$; soient r et L sa résistance et son coefficient de self-induction, v la différence de potentiel entre ses extrémités, i l'intensité du courant, on a

$$v = ir + L\frac{di}{dt} - E\sin(\omega t - \varepsilon)$$

ou

$$E\sin(\omega t - \varepsilon) = ir + L\frac{di}{dt} - v. \tag{10}$$

S'il y a, en outre, une capacité sur la branche considérée, nous n'avons pas à nous en préoccuper; le problème ne change pas de nature : tout revient à remplacer L par une valeur différente, $L\left(1 - \frac{1}{CL\omega^2}\right)$, comme on l'a démontré ci-dessus.

La solution de l'équation (10) est de la forme

$$i = I\sin(\omega t - \varphi), \qquad v = V\sin(\omega t - \psi).$$

En changeant convenablement l'origine du temps, on peut mettre (10) sous la forme

$$E\cos(\omega t - \varepsilon) = ir + L\frac{di}{dt} - v, \tag{11}$$

et la solution prendra la forme

$$i = I\cos(\omega t - \varphi), \qquad v = V\cos(\omega t - \psi)$$

avec les mêmes valeurs des constantes I, φ, V et ψ.

On a donc

$$\begin{aligned} &E\sin(\omega t - \varepsilon) \\ &\quad = Ir\sin(\omega t - \varphi) + L\omega I\cos(\omega t - \varphi) - V\sin(\omega t - \psi), \\ &E\cos(\omega t - \varepsilon) \\ &\quad = Ir\cos(\omega t - \varphi) - L\omega I\sin(\omega t - \varphi) - V\cos(\omega t - \psi). \end{aligned}$$

Ajoutons ces deux équations après avoir multiplié la première par $\sqrt{-1}$. Il vient

$$\mathrm{E}e^{(\omega t-\varepsilon)\sqrt{-1}} = \mathrm{I}(r+\sqrt{-1}\,\mathrm{L}\omega)e^{(\omega t-\varphi)\sqrt{-1}} - \mathrm{V}e^{(\omega t-\psi)\sqrt{-1}},$$

ou, en supprimant le facteur $e^{\omega t\sqrt{-1}}$,

$$\mathrm{E}e^{-\varepsilon\sqrt{-1}} = \mathrm{I}(r+\sqrt{-1}\,\mathrm{L}\omega)e^{-\varphi\sqrt{-1}} - \mathrm{V}e^{-\psi\sqrt{-1}}. \tag{12}$$

Posons

$$\left\{\begin{aligned} (\mathrm{E}) &= \mathrm{E}e^{-\varepsilon\sqrt{-1}},\\ (\mathrm{R}) &= \mathrm{R}+\sqrt{-1}\,\mathrm{L}\omega,\\ (\mathrm{I}) &= \mathrm{I}e^{-\varphi\sqrt{-1}},\\ (\mathrm{V}) &= \mathrm{V}e^{-\psi\sqrt{-1}}, \end{aligned}\right. \tag{13}$$

et appelons ces quantités *force électromotrice, résistance, intensité, différence de potentiel imaginaires*. L'équation (12) se réduit à

$$(\mathrm{E}) = (\mathrm{I})(\mathrm{R}) - (\mathrm{V}) \tag{14}$$

et exprime, entre ces quantités imaginaires, une relation identique à la loi d'Ohm.

On reconnaît aisément que, grâce aux mêmes conventions, les lois de Kirchhoff sont applicables aux intensités (I) et aux différences (I)(R) — (E). On a, à tous les sommets d'un circuit ramifié,

$$\Sigma(\mathrm{I}) = 0 \tag{15}$$

et, pour un circuit fermé quelconque,

$$\Sigma[(\mathrm{I})(\mathrm{R}) - (\mathrm{E})] = 0. \tag{16}$$

Pour résoudre un problème quelconque de courants alternatifs, il suffira d'appliquer les lois d'Ohm et de Kirchhoff aux quantités imaginaires ci-dessus définies. On arrivera ainsi à un certain nombre d'équations analogues à celles qui conviennent aux courants continus; on les résoudra de

la même manière. Les solutions seront imaginaires, mais il suffira d'en conserver les parties réelles qui fourniront la solution de la question proposée.

Appliquons cette méthode au problème de M. Boucherot. On a d'abord

$$(I) = (I_1) - (I_2). \tag{17}$$

La réactance du système formé par les branches AE et EB (*fig.* 14) étant nulle, à cause de la relation (4), ces branches ont des réactances égales et contraires. La réactance de la branche EB est $L\omega$, celle de la branche AE est donc $-L\omega$. La résistance imaginaire de cette dernière branche sera $-L\omega\sqrt{-1}$. Appliquant la loi d'Ohm au parcours AEB, on a

$$\begin{aligned}(E) &= (R_1)(I_1) + (R_2)(I_2) \\ &= \left(-L\omega\sqrt{-1}\right)(I_1) + \left(r + L\omega\sqrt{-1}\right)(I_2) \\ &= L\omega\sqrt{-1}\,[(I_2) - (I_1)] + r(I_2) = L\omega\sqrt{-1}\,(I) + r(I_2).\end{aligned}$$

Mais, par hypothèse,

$$\varepsilon = 0, \qquad (E) = E,$$

d'où

$$\left(L\omega\sqrt{-1}\right)(-I) + r(I_2) = E.$$

Remplaçons (I) et (I_2) par leurs valeurs (13). L'équation précédente se décompose en deux :

$$\begin{aligned}-L\omega I\sin\varphi + rI_2\cos\varphi_2 &= E, \\ -L\omega I\cos\varphi - rI_2\sin\varphi_2 &= 0.\end{aligned}$$

On peut y satisfaire, à l'aide de la relation (4), en posant

$$I_2 = -\frac{E}{rC\omega}, \qquad \varphi_2 = -\frac{\pi}{2},$$
$$I = E\sqrt{1 + C^2\omega^2}, \qquad \operatorname{tang}\varphi = C\omega,$$

ce qui reproduit la solution trouvée ci-dessus.

COURANTS POLYPHASÉS. — On désigne ainsi le système de *n*

courants alternatifs de même intensité efficace, décalés les uns par rapport aux autres d'angles δ égaux à $\frac{\pi}{n}$.

Si $n = 2$, $\delta = \frac{\pi}{2}$, on a deux courants d'intensités

$$i_1 = \mathrm{I}\sin\omega t, \qquad i_2 = -\mathrm{I}\cos\omega t;$$

les courants sont dits *biphasés*.

Si $\delta = \frac{\pi}{3}$ ou $\frac{2\pi}{3}$, on a les systèmes

$$\begin{aligned} i_1 &= \mathrm{I}\sin\omega t, & i_1 &= \mathrm{I}\sin\omega t, \\ i_2 &= \mathrm{I}\sin\left(\omega t - \frac{\pi}{3}\right), & i_2 &= \mathrm{I}\sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right), \\ i_3 &= \mathrm{I}\sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right), & i_3 &= \mathrm{I}\sin\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right), \end{aligned}$$

les courants sont dits *triphasés* à 60° ou à 120°, et ainsi de suite.

Pour obtenir des courants polyphasés, on peut faire tourner, autour d'un axe de rotation commun et dans un champ uniforme, plusieurs cadres identiques, décalés l'un par rapport à l'autre de l'angle δ; pratiquement, on utilisera le dispositif d'un alternateur quelconque, à la condition d'employer autant d'enroulements indépendants qu'on veut obtenir de phases n, et d'espacer les bobines de telle sorte que les forces électromotrices se trouvent décalées les unes par rapport aux autres de $\frac{1}{n}$ de période.

Soit par exemple à utiliser le champ produit par une double couronne de pôles magnétiques alternativement de sens contraires [alternateur de von Hefner-Alteneck ([1])]. Si l'on veut produire des courants biphasés, la couronne de bobines mobiles doit comprendre deux fois plus de bobines qu'il n'y a de champs (ou d'inversions); ces bobines seront égale-

([1]) *Voir* t. IV, 4e fasc., p. 83.

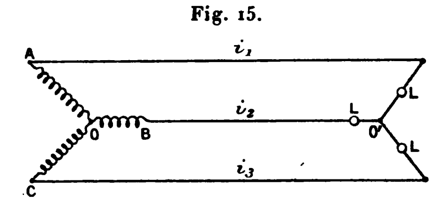
ment espacées et l'on formera deux circuits en les réunissant de deux en deux. Pour avoir des courants triphasés à 60°, il faudrait trois fois plus de bobines que de champs; pour des courants à 120°, trois bobines pour deux champs, et l'on formerait trois circuits en réunissant les bobines de trois en trois, etc.

Les courants polyphasés jouissent de propriétés remarquables. A intensité totale égale, ils permettent de réaliser une économie sensible sur les conducteurs de transmission. Soient par exemple des courants triphasés à 120°, on vérifie aisément que

$$i_1 + i_2 + i_3 = 0.$$

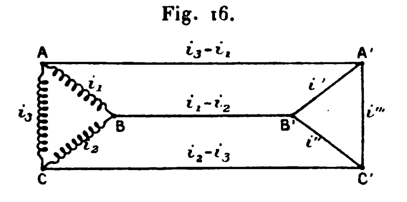
Cela posé, les courants produits dans une première station O par un alternateur convenable seront transmis à la station O′ où l'on veut les utiliser, pour l'éclairage par exemple, à l'aide de trois fils égaux disposés de la manière suivante : L'une des extrémités de chacun des trois circuits de l'alternateur vient aboutir (*fig.* 15) à une connexion O; les autres extrémités A, B, C sont reliées respectivement aux trois lignes. A la station O′, les lampes L sont réparties en nombre égal sur les trois fils qui se réunissent en un même point O′.

Fig. 15.



La somme des trois intensités étant nulle à chacun des sommets O et O′, les courants ont à chaque instant des directions opposées dans les deux fils extrêmes et dans le fil moyen qui sert de fil de retour. Ce système (montage en étoile) réduit de moitié la section totale des conducteurs nécessaires pour le transport de l'énergie utilisée.

Fig. 16.



Une autre disposition consiste à réunir bout à bout, d'une part, les trois circuits égaux de l'alternateur en A, B, C; d'autre part, les circuits égaux de lampes en A', B', C'; on joint par trois fils de ligne les sommets AA', BB', CC' (*fig.* 16) (montage en triangle). Soient i_1, i_2, i_3 les intensités des courants dans l'alternateur, les fils de lignes transmettent respectivement

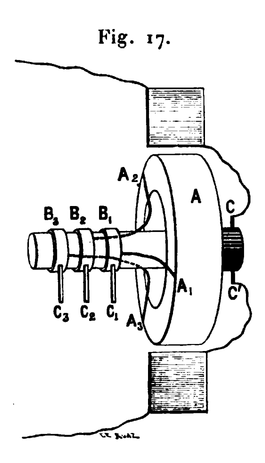
$$i_3 - i_1, \quad i_1 - i_2, \quad i_2 - i_3,$$

et la somme des intensités transmises est nulle : BB' peut encore servir de fil de retour. Les intensités dans les circuits des lampes seront respectivement les mêmes que sur les circuits de l'alternateur

$$i' = i_1, \quad i'' = i_2, \quad i''' = i_3.$$

MACHINES MULTIPLES. — La machine Gramme à courants continus [1] est susceptible de fournir des courants triphasés par une modification très simple. Divisons le fil de l'anneau en trois parties égales occupant chacune 120°, et aux points de division soudons des fils aboutissant à trois bagues continues A, B, C isolées l'une de l'autre et sur lesquelles appuient des balais (*fig.* 17). Les forces électromotrices agissant dans chacune des divisions de l'anneau sont sinusoïdales et décalées les unes par rapport aux autres de 120°. L'anneau, considéré dans son ensemble, constitue donc le triangle ABC de la *fig.* 16. Les trois fils de ligne AA', BB', CC' de la même figure devront être attachés respectivement aux trois balais.

Fig. 17.



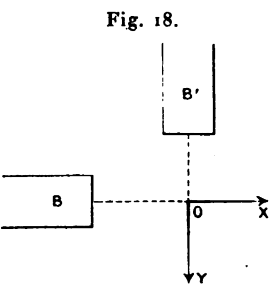
L'anneau de Gramme peut, d'ailleurs, porter sur sa face opposée le commutateur ordinaire; suivant la manière dont

(1) *Voir* t. IV, 4e fasc., p. 93-98.

on attache les connexions, la machine fournit à volonté des courants continus ou des courants triphasés.

CHAMPS TOURNANTS. — Les courants polyphasés jouissent de la propriété remarquable de pouvoir produire, à l'aide de bobines immobiles, un champ magnétique tournant d'un mouvement uniforme.

Fig. 18.



Examinons d'abord le cas de courants biphasés. Dirigeons ces courants dans deux bobines ou électro-aimants rectangulaires B, B' (*fig.* 18).

Soient X et Y les champs produits séparément par les deux bobines en O au point de concours de leurs axes. Les intensités des courants étant

$$i = I \sin \omega t, \qquad i' = -I \cos \omega t,$$

les intensités X et Y des champs seront

$$X = H \sin \omega t, \qquad Y = -H \cos \omega t;$$

H désigne une constante.

Le champ résultant aura pour intensité H et fera avec OY un angle $-\omega t$, c'est-à-dire qu'on aura un champ d'intensité uniforme H tournant avec une vitesse angulaire uniforme ω autour du point O dans le sens des aiguilles d'une montre.

Avec des courants triphasés à 120°, on emploierait trois électro-aimants à 120° (*fig.* 19). Projetant les champs obtenus sur deux axes rectangulaires dont l'un Ox coïncide avec l'axe prolongé de l'une des bobines, on aurait pour les composantes X, Y du champ résultant

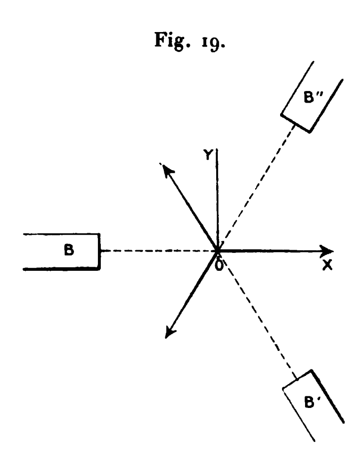
$$X = H\left[\sin \omega t + \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right)\cos\frac{2\pi}{3} + \sin\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right)\cos\frac{4\pi}{3}\right]$$
$$= \tfrac{3}{2} H \sin \omega t;$$

$$Y = H\left[\sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right)\sin\frac{2\pi}{3} + \sin\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right)\sin\frac{8\pi}{3}\right]$$
$$= -\tfrac{3}{2} H \cos \omega t.$$

Le champ résultant aura pour intensité $\frac{3}{2}$H et tournera dans le sens inverse des aiguilles d'une montre avec la vitesse angulaire ω.

Si l'on place, dans un champ tournant, un disque ou un cylindre conducteur mobile autour de l'axe OZ autour duquel tourne le champ, ce conducteur sera le siège de courants induits qui l'entraîneront dans le sens du mouvement de rotation du champ [Expérience d'Arago ([1])]. De là un nouveau genre de moteurs électriques qu'on peut obtenir par l'usage de courants polyphasés. Un moteur de ce genre a été imaginé dès 1888 par Galileo Ferraris ([2]) qui, le premier, a introduit la considération des courants polyphasés et des champs tournants.

Fig. 19.



MOTEURS SYNCHRONES A COURANTS ALTERNATIFS. — Imaginons qu'un cadre parcouru par un courant alternatif

$$i = \mathrm{I} \sin \omega t$$

tourne avec une vitesse angulaire ω' dans un champ uniforme d'intensité **H** normal à l'axe de rotation. Le moment magnétique du cadre est Si et le moment du couple auquel il est soumis est Si**H**sin φ; φ désigne l'angle de la normale au cadre avec la direction du champ. Cet angle φ a une valeur $\omega' t + \delta$; le moment du couple est donc

$$\mathrm{SIH} \sin \omega t \sin(\omega' t + \delta) = -\frac{\mathrm{SIH}}{2} \left\{ \cos[(\omega + \omega') t + \delta] - \cos[(\omega' - \omega) t + \delta] \right\}.$$

([1]) *Voir* t. IV, 3e fasc., p. 222.

([2]) G. FERRARIS, *Rotazione elettrodinamiche prodotte per mezzo di correnti alternate* (*Atti della R. Acc. delle Scienze di Torino*, t. XXIII; 1888).

C'est la différence de deux moments

$$\frac{SIH}{2}\cos[(\omega' - \omega) + \delta], \quad \frac{SIH}{2}\cos[(\omega + \omega')\,t + \delta],$$

dont chacun a une valeur moyenne nulle, à moins que l'on n'ait l'une des deux conditions

$$\omega + \omega' = 0, \qquad \omega' - \omega = 0,$$

c'est-à-dire à moins que la période ω' du mouvement de rotation ne soit égale en valeur absolue à la période ω du courant alternatif. En ce cas, un seul des deux moments a une valeur moyenne nulle ; le moment du couple résultant se réduit à

$$C = \pm\frac{SIH}{2}\cos\delta;$$

il est maximum si $\delta = 0$.

On voit que le couple C sera moteur ou résistant suivant le sens de la rotation. Si le courant lancé dans le cadre provient d'un alternateur, la condition pour que l'appareil puisse fonctionner comme moteur électrique, c'est qu'il tourne dans le sens où l'entraîne la réaction du champ *avec une vitesse de rotation précisément égale à la vitesse de rotation ω de l'alternateur*. De là le nom de *moteurs synchrones* donné aux moteurs de cette espèce.

On voit que de tels moteurs ne peuvent démarrer tout seuls. Il faut leur communiquer d'avance, à l'aide d'un moteur spécial, la vitesse angulaire convenable ω; quand cette vitesse est atteinte, on lance le courant alternatif dans le cadre mobile et le mouvement continue dès lors de lui-même.

Pour produire le champ constant d'un moteur synchrone, on a habituellement recours à un courant auxiliaire, circulant dans un inducteur B. Il en résulte une complication spéciale, par suite de l'induction réciproque des deux circuits de l'appareil. Le flux émis par le courant mobile A dans le circuit fixe B est de la forme

$$\Phi = AI\sin\omega t\cos(\omega t + \delta) = \frac{AI}{2}[\sin(2\omega t + \delta) - \sin\delta].$$

La force électromotrice induite correspondante est

$$-\frac{\partial\Phi}{\partial t} = -\,\mathrm{AI}\omega\cos(2\omega t + \delta);$$

sa fréquence est double de la fréquence de la force électromotrice principale. Cette force électromotrice secondaire superpose au champ constant H un champ parasite

$$\mathrm{PI}\omega\cos(2\omega t + \delta).$$

D'autre part, le courant circulant dans A se complique d'un terme

$$\mathrm{BI}\omega\cos(2\omega t + \delta),$$

qui à son tour engendrera une force électromotrice induite tertiaire et un champ parasite de fréquences triples, et ainsi de suite.

On peut éviter ces complications par l'emploi de courants polyphasés. Composons le circuit mobile de deux cadres rectangulaires recevant les courants biphasés

$$i = \quad \mathrm{I}\sin\omega t,$$
$$i' = -\,\mathrm{I}\cos\omega t.$$

Le flux résultant dans le circuit B

$$\Phi = \mathrm{AI}[\sin\omega t\cos(\omega t + \delta) - \cos\omega t\sin(\omega t + \delta)] = -\,\mathrm{AI}\sin\delta$$

est constant, et la force électromotrice induite est nulle.

MOTEURS A INDUIT FERMÉ OU ASYNCHRONES. — Une autre espèce de moteurs, ceux-ci essentiellement *asynchrones*, consiste en appareils où l'on emploie des courants alternatifs dans l'inducteur B, et où l'induit A est fermé sur lui-même. Nous étudierons sommairement deux cas :

1. *Moteur à champ alternatif.* — Soient un champ alternatif H $\sin\omega t$, et un cadre A, fermé sur lui-même, qui tourne dans

ce champ avec la vitesse ω'. Le flux émis dans le cadre est

$$\Phi = \text{SH} \sin \omega t \cos(\omega' t + \delta) = \frac{\text{SH}}{2} \left\{ \sin[(\omega + \omega')t + \delta] + \sin[(\omega - \omega')t + \delta] \right\},$$

d'où une force électromotrice composée de deux termes, et un courant induit comprenant aussi deux termes correspondant à des fréquences $\frac{\omega + \omega'}{2}$ et $\frac{\omega - \omega'}{2}$.

Soient r et L la résistance et le coefficient de self-induction du cadre; on trouvera, tous calculs faits, pour l'intensité du courant,

$$i = \frac{\text{HS}}{2} \left\{ \frac{\omega + \omega'}{a_1} \cos[(\omega + \omega')t + \delta - \alpha_1] + \frac{\omega - \omega'}{a_2} \cos[(\omega - \omega')t - \delta - \alpha_2] \right\},$$

avec

$$\frac{r}{\cos\alpha_1} = \frac{\text{L}(\omega + \omega')}{\sin\alpha_1} = a_1 = \sqrt{r^2 + \text{L}^2(\omega + \omega')^2},$$
$$\frac{r}{\cos\alpha_2} = \frac{\text{L}(\omega - \omega')}{\sin\alpha_2} = a_2 = \sqrt{r^2 + \text{L}^2(\omega - \omega')^2}.$$

Le couple moteur est

$$\frac{\text{H}^2\text{S}^2}{2} \sin\omega t \sin(\omega' t + \delta) \left\{ \frac{\omega + \omega'}{a_1} \cos[(\omega + \omega')t + \delta - \alpha_1] + \frac{\omega + \omega'}{a_2} \cos[(\omega + \omega')t - \delta - \alpha_2] \right\},$$

et sa valeur moyenne

$$\text{C} = \frac{1}{8} r \text{S}^2\text{H}^2 \left[\left(\frac{\omega - \omega'}{a_2} \right)^2 - \left(\frac{\omega + \omega'}{a_1} \right)^2 \right]$$
$$= \frac{\text{S}^2\text{H}^2}{4} r\omega' \frac{\text{L}^2(\omega^2 - \omega'^2) - r^2}{r^4 + 2r^2\text{L}^2(\omega^2 + \omega'^2) + \text{L}^4(\omega^2 - \omega'^2)^2}.$$

Ce couple moyen est nul pour $\omega' = 0$; il est nul aussi lorsque $\text{L}^2(\omega^2 - \omega'^2) - r^2 = 0$ ou sensiblement pour $\omega = \omega'$, si l'on suppose r petit par rapport à L. Le moteur que nous

considérons sera donc essentiellement ***asynchrone.*** De plus, on voit qu'il ne peut s'amorcer de lui-même, puisque, au repos, le couple moteur est nul.

Dans le calcul qui précède, nous avons supposé le champ alternatif sinusoïdal simple, c'est-à-dire que nous avons négligé la réaction du cadre mobile A sur le circuit fixe B, laquelle introduirait d'excessives complications. Ces complications disparaissent si l'on forme l'induit d'un très grand nombre n de cadres, espacés de $\frac{\pi}{n}$. On peut même réduire l'induit à $2n$ barres réunies à leurs extrémités par deux plateaux conducteurs (*induit en cage d'écureuil*).

2. *Moteur à champ tournant.* — Soient H l'intensité, ω la vitesse de rotation du champ tournant. Le flux correspondant à travers un cadre fermé de surface S tournant autour de l'axe même du champ, avec la vitesse ω', sera

$$\Phi = \text{HS}\cos[(\omega - \omega')t + \delta].$$

La force électromotrice est

$$e = -\frac{d\Phi}{dt} = \text{HS}(\omega - \omega')\sin[(\omega - \omega')t + \delta],$$

et le courant induit a pour intensité

$$i = \frac{\text{HS}(\omega - \omega')}{a}\sin[(\omega - \omega')t + \delta - \alpha],$$

avec

$$\frac{r}{\cos\alpha} = \frac{\text{L}(\omega - \omega')}{\sin\alpha} = a = \sqrt{r^2 + \text{L}^2(\omega - \omega')^2}.$$

Le couple moteur est

$$\frac{\text{H}^2\text{S}^2(\omega - \omega')}{a}\sin[(\omega - \omega')t + \delta]\sin[(\omega - \omega')t + \delta - \alpha],$$

et sa valeur moyenne

$$\text{C} = \frac{\text{H}^2\text{S}^2(\omega - \omega')\cos\alpha}{2a} = r\,\frac{\text{H}^2\text{S}^2(\omega - \omega')}{2a^2}$$

s'annule pour $\omega = \omega'$. Comme le précédent, ce moteur est donc essentiellement asynchrone.

L'intensité efficace du courant étant $\frac{HS(\omega - \omega')}{a\sqrt{2}}$, l'énergie dépensée sous forme de chaleur dans l'induit est

$$Q = r\frac{H^2S^2(\omega + \omega')^2}{2a^2} = \frac{C}{\omega - \omega'}.$$

Le travail utile est

$$\mathfrak{T} = C\omega'.$$

La proportion du travail utile à l'énergie totale dépensée sur l'induit est donc

$$\frac{\mathfrak{T}}{Q + \mathfrak{T}} = \frac{\omega'}{\omega}.$$

Le rendement est donc d'autant meilleur qu'on s'approche davantage du synchronisme, mais le maximum de travail utile $\mathfrak{T}$ correspond à

$$\frac{\omega'}{\omega} = \frac{1}{1 + \cos\alpha}.$$

Tous ces résultats supposent nulle la réaction d'induit. Nous renverrons le lecteur désireux d'approfondir la question des moteurs asynchrones à deux Mémoires publiés à ce sujet par M. Potier ([1]).

([1]) POTIER, *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 341 et 483; 1897.

CHAPITRE VI.

COURANTS DE HAUTE FRÉQUENCE. VITESSE DE PROPAGATION DES PERTURBATIONS INSTANTANÉES.

Deux méthodes pour produire des courants alternatifs. — Expériences de Tesla. — Résistance des conducteurs pour les courants alternatifs. — Vitesse de propagation des perturbations rapides. — Expériences de M. Blondlot.

DEUX MÉTHODES POUR PRODUIRE DES COURANTS ALTERNATIFS. — Pour obtenir des courants alternatifs on peut avoir recours à des procédés mécaniques ou électriques.

Les procédés mécaniques consistent à faire tourner un cadre dans un champ magnétique, ou une couronne de bobines dans un système de champs alternés; ils fournissent des courants sinusoïdaux de période égale soit à la période de révolution, soit à un multiple de celle-ci qui ne peut jamais être très élevé. Ces procédés ne se prêtent donc pas à la production de courants de très haute fréquence.

Les procédés électriques font intervenir la décharge de condensateurs. Nous savons (¹) que si un circuit de résistance r et de coefficient de self-induction L est fermé sur un condensateur chargé de capacité C et que le circuit ne renferme pas de force électromotrice proprement dite, la décharge peut être continue ou oscillante suivant que

$$L \lesseqgtr \frac{r^2 C}{4}.$$

(¹) *Voir* t. IV, 3ᵉ fasc., p. 198.

Dans le dernier cas, le courant est sinusoïdal et amorti. Son intensité est, en désignant par Q_0 la charge primitive du condensateur,

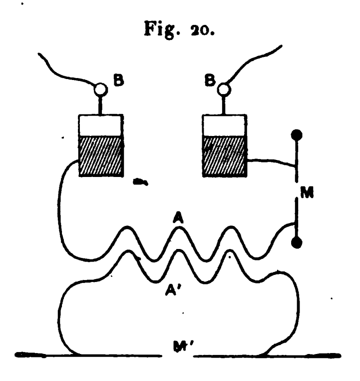
$$i = I e^{-\frac{r}{2L}t} \sin \omega t,$$

$$I = \frac{Q_0}{\omega LC}, \qquad \omega = \sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{r^2}{4L^2}}.$$

La fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$ peut être rendue aussi grande que l'on voudra.

EXPÉRIENCES DE M. TESLA. — M. Tesla [1] a employé des courants de haute fréquence obtenus, soit à l'aide d'un alternateur à couronne, à petites bobines et à un grand nombre de champs alternés, soit par l'emploi d'un condensateur.

Fig. 20.



Dans ce dernier procédé, les pôles du circuit induit d'une bobine de Ruhmkorff sont reliés aux armatures internes de deux bouteilles de Leyde B (*fig.* 20). Les armatures externes portent un micromètre à courte étincelle M et une hélice A en gros fil de cuivre, constituant un circuit de très faible résistance, parcouru à chaque décharge par des courants alternatifs de haute fréquence. Un second circuit est formé d'une bobine de cuivre A' à fils plus fins, sur laquelle on place un second excitateur M' : ce second circuit est parcouru par des courants induits de même fréquence que le premier. Le système des deux bobines est immergé dans un liquide isolant, par exemple dans de l'huile.

Les courants induits de M. Tesla sont remarquables, en pre-

(1) TESLA, *Bulletin de la Société internationale des Électriciens*, t. IX; 1892.

mier lieu, par l'absence d'action physiologique sensible, en second lieu, par toute une série d'effets qu'on n'obtenait guère auparavant qu'à l'aide de machines électrostatiques. Par exemple on a pu obtenir dans le circuit secondaire des étincelles éclatant dans l'air à $1^m,60$ de distance. Un tube à gaz, que l'on tient à la main par une extrémité et qu'on présente par l'autre extrémité en un point quelconque du circuit secondaire, s'illumine; un expérimentateur peut se placer en dérivation sur ce circuit en tenant à la main une lampe à incandescence qui pourra fonctionner ainsi à son régime normal sans que l'expérimentateur en soit nullement incommodé, etc.

RÉSISTANCE DES FILS POUR LES COURANTS ALTERNATIFS. — Quand un conducteur livre passage à des courants alternatifs, ou plus généralement quand il est soumis à des perturbations électriques rapides, le courant ne possède pas dans le conducteur une densité uniforme : les parties profondes sont protégées par l'induction des parties superficielles laquelle tend à chaque instant à y développer des courants de sens contraire au courant superficiel. C'est la propriété connue des *diaphragmes* (1) ou *écrans magnétiques,* mais s'exerçant ici au sein d'un seul et même conducteur.

La théorie permet de se rendre un compte exact de la distribution des intensités efficaces et des phases d'un courant alternatif dans un conducteur cylindrique. A mesure que la fréquence devient plus considérable, le courant tend de plus en plus à abandonner les parties profondes et à se localiser dans les portions superficielles.

Pour de faibles fréquences et avec les dimensions ordinaires de conducteurs usités dans les laboratoires, cet effet est trop faible pour qu'il y ait pratiquement lieu d'en tenir compte; mais pour des courants de haute fréquence il peut devenir important. La profondeur ε à laquelle l'intensité efficace est réduite au $n^{\text{ième}}$ de sa valeur varie en raison inverse de la racine carrée de la fréquence. Désignons par μ la perméabilité magnétique, par c la conductivité spécifique, par

(1) *Voir* t. IV, 3e fasc., p. 219.

T la durée d'une période *supposée très courte,* on démontre que ([1])

$$\varepsilon = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{T}{\mu c}}\log n.$$

Pour le cuivre $\mu = 1$, $c = \frac{1}{1600}$ environ.

Le Tableau ci-joint donne, en centimètres, les profondeurs ε pour des conducteurs de cuivre :

	T			
	10^{-2}.	10^{-4}.	10^{-6}.	10^{-8}.
n $\frac{10}{9}$......	0,131	0,0131	0,00131	0,000131
2......	0,441	0,0441	0,00441	0,000441
4......	0,882	0,0882	0,00882	0,000882
10......	1,465	0,1465	0,01465	0,001465
100......	2,930	0,2930	0,02930	0,002930
1000......	4,395	0,4395	0,04395	0,004395

Nous appellerons résistance R du conducteur pour les courants alternatifs ou *résistance efficace* le quotient par l'intensité efficace de l'énergie calorifique dépensée dans le conducteur. On démontre ([2]) que le rapport de cette résistance à la résistance pour les courants continus ou *résistance ohmique* R_0 est représenté très approximativement par la formule

$$\frac{R}{R_0} = 0{,}35355\left(2\pi a\sqrt{\frac{2\mu c}{T}} + 0{,}75\right),$$

dans laquelle a représente le rayon du conducteur cylindrique. Dans le cas du cuivre,

$$\frac{R}{R_0} = 0{,}7071\left(\frac{a}{9\sqrt{T}} + 0{,}375\right).$$

Mais cette formule simplifiée n'est applicable qu'à partir

([1]) *Voir* MASCART, *Leçons sur l'Électricité et le Magnétisme*, 2e édition, t. I, p. 724.

([2]) *Ibid.*, p. 721 et 725.

d'un certain diamètre, d'autant plus petit que la fréquence est elle-même plus grande. En donnant à a et à T diverses valeurs, on obtient le Tableau suivant :

	T.			
a. cm	10^{-2}.	10^{-4}.	10^{-6}.	10^{-8}.
1,0.........	1,051	8,122	78,83	778,0
0,5.........	»	4,193	39,55	393,0
0,1.........	»	1,051	8,122	78,83

Au point de vue des applications industrielles, la résistance efficace peut presque toujours être confondue avec la résistance ohmique.

VITESSE DE PROPAGATION DES PERTURBATIONS RAPIDES. — La propagation des courants alternatifs de haute fréquence tend à devenir purement superficielle quand la fréquence croît indéfiniment, et il en sera de même pour la propagation d'une perturbation électrique quelconque, à la condition qu'elle soit suffisamment brusque.

Considérons un conducteur cylindrique primitivement à l'état neutre dont une section est portée subitement à un potentiel donné et ramenée de suite à l'état neutre. La perturbation qui en résulte se propagera superficiellement avec une vitesse V que nous nous proposons d'évaluer. Si nous supposons la propagation *purement superficielle,* il faut que la force électromotrice résultante sur l'axe du conducteur soit nulle, c'est-à-dire que la force électrostatique F tendant à pousser, dans un sens déterminé, l'unité d'électricité positive soit contrebalancée par une force électromotrice d'induction E égale et contraire.

Supposons, pour préciser [1], qu'une charge q, évaluée en unités électrostatiques, occupe à l'instant t la longueur dx à la surface du cylindre. Tous les autres points sont supposés à l'état neutre.

Évaluons la force électrostatique F en un point P (*fig.* 21)

---

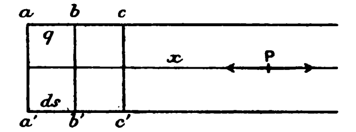
[1] Cette démonstration n'est qu'une variante d'une démonstration donnée par M. Potier (*Journal de Physique,* 3e série, t. III, p. 407; 1894).

de l'axe, à une distance x, que nous supposerons grande par rapport au rayon du cylindre.

Cette force est

$$F = \frac{q}{x^2}.$$

Fig. 21.



Soit v le rapport des unités électromagnétiques et électrostatiques (1). Une quantité d'électricité ayant pour mesure q dans le système électrostatique devient $\frac{q}{v}$ quand on l'évalue dans le système électromagnétique; elle est répartie en ab sur une longueur ds, et elle mettra, pour avancer en bc, d'une quantité précisément égale à ds, un temps $\theta = \frac{ds}{V}$. La section bb' aura été traversée par la quantité $\frac{q}{v}$ d'électricité. L'intensité du courant i sera donc telle que

$$i\theta = \frac{q}{v},$$

$$i = \frac{q}{v\theta} = \frac{q}{ds}\frac{V}{v}.$$

La force électromotrice induite en P provient d'un élément de courant $i\,dx$ qui s'approche : elle tend à produire un courant de sens contraire, c'est-à-dire qu'elle est dirigée de P vers q, en sens contraire de l'action électrostatique. Pour trouver sa valeur il faut évaluer le coefficient d'induction M de l'élément de courant ab sur un élément de courant de longueur 1 placé en P dans le sens de l'axe du fil. On a, d'après la formule de Neumann,

$$M = \frac{ds}{x}.$$

(1) *Voir* t. IV, 3e fasc., p. 290.

La force électromotrice cherchée est, en unités électromagnétiques,

$$e = -\frac{\partial M i}{\partial t} = -i\frac{\partial M}{\partial t}$$

$$= -i\frac{\partial\left(\frac{ds}{x}\right)}{\partial t} = i\frac{ds}{x^2}\frac{dx}{dt} = -Vi\frac{ds}{x^2} = -\frac{q}{x^2}\frac{V^2}{v}.$$

Telle est la force appliquée, en vertu de l'induction, à l'*unité d'électricité électromagnétique*. Pour trouver la force qui sollicite l'unité d'électricité statique, v fois plus petite, il faut diviser cette expression par v et l'on a

$$E = \frac{e}{v} = -\frac{q}{x^2}\frac{V^2}{v^2}.$$

Il ne reste qu'à exprimer que E et F sont égales en valeur absolue

$$\frac{q}{x^2} = \frac{q}{x^2}\frac{V^2}{v^2}.$$

On tire de là

$$V = v.$$

La vitesse de propagation de la perturbation est égale au rapport v des unités électromagnétiques et électrostatiques, c'est-à-dire à $3.10^{10}\frac{\text{cent.}}{\text{sec.}}$.

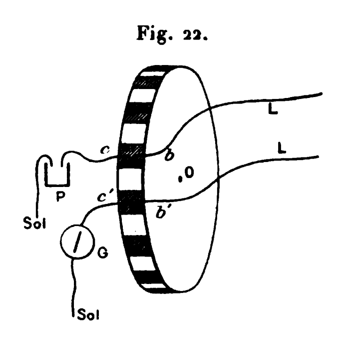
EXPÉRIENCES DE M. BLONDLOT. — On sait que Wheatstone [1] avait mis en évidence la durée de propagation d'une décharge électrique, en formant le circuit de décharge d'un fil très long replié sur lui-même de façon à rapprocher trois points d'interruption *a*, *b*, *c* situés respectivement au voisinage des deux extrémités et au milieu du fil. En ces points se produisent trois étincelles qu'on observe dans un miroir tournant. Wheatstone reconnut que l'étincelle moyenne était nettement en retard par rapport aux étincelles extrêmes.

---

(1) WHEATSTONE, *Phil. Trans.*, 1835, p. 583.

Plus tard, MM. Fizeau et Gounelle ([1]) déterminèrent la vitesse de propagation des signaux télégraphiques. A cet effet (*fig.* 22), une pile P, dont l'un des pôles était au sol, avait son autre pôle réuni à un galvanomètre G, et, à travers ce galvanomètre, au sol, par l'intermédiaire d'une ligne télégraphique L et d'une roue dentée O à dents égales alternativement conductrices et isolantes. Deux balais *b* et *b'* reliés aux deux bouts du fil télégraphique, deux autres balais *c*, *c'* reliés à la pile et au galvanomètre, ont entre eux l'espacement de deux dents conductrices voisines. Si le temps employé par le courant à franchir la ligne L est égal au temps que met la roue pour substituer une dent isolante à une dent conductrice, le circuit ne sera jamais fermé : la déviation galvanométrique sera nulle. Si la rotation s'accélère et devient deux fois plus rapide, le flux d'électricité transmis à travers la ligne rencontrera au retour une dent conductrice, et la déviation galvanométrique sera maximum.

Fig. 22.



MM. Fizeau et Gounelle ont ainsi obtenu des vitesses de 100 000^{km} par seconde dans les fils de fer et de 180 000^{km} dans les fils de cuivre.

Dans ces expériences, et dans d'autres, plus ou moins analogues, telles que celles de W. Siemens sur la propagation du premier effet mesurable d'un courant, la perturbation électrique transmise n'a pas le caractère de simplicité et de soudaineté que nous avons supposé dans ce qui précède. La capacité de la ligne télégraphique joue un rôle important et l'induction n'est pas le facteur unique qui entre en ligne de compte.

([1]) FIZEAU et GOUNELLE, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. XXX, p. 437; 1850.

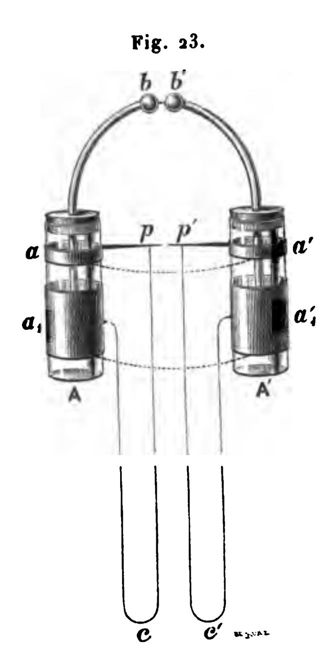
([2]) W. SIEMENS, *Pogg. Ann.*, t. CLVIII, p. 309; 1876.

Dans ces conditions, l'onde plus ou moins longue produite à l'une des extrémités du fil se propage en se déformant et il n'y a plus, à proprement parler, de vitesse de propagation déterminée [1].

On doit à M. Blondlot [2] des expériences qui ne sont pas sujettes aux mêmes critiques.

Deux bouteilles de Leyde A, A′ (*fig.* 23), en communication avec les pôles d'une bobine d'induction, ont leurs armatures externes formées de deux parties aa', $a_1a'_1$. Les portions aa' et $a_1a'_1$ sont reliées séparément par des cordes mouillées qui assurent la charge lente des bouteilles : ces cordes sont figurées ci-contre par un pointillé. La décharge de aa' et de $a_1a'_1$ s'opère brusquement par des étincelles qui partent sur un micromètre à pointes pp' : la décharge de aa' directement, celle de $a_1a'_1$ par l'intermédiaire de fils télégraphiques CC′, de 1^{km} de long environ, qui réunissent les armatures au micromètre. A chaque étincelle qui éclate en bb' on a donc en pp' deux décharges ayant le caractère brusque d'une perturbation subite. La dernière des deux étincelles est en retard, sur la première, du temps que la décharge a mis à franchir le fil de ligne.

Fig. 23.



Pour déterminer la durée écoulée entre les deux étincelles, on a recours à un miroir concave mobile autour d'un axe pa-

---

[1] *Voir* t. IV, 2e fasc., p. 66 à 72.

[2] Blondlot, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXVII, p. 543.

rallèle à la direction de l'étincelle et qui projette sur un écran, ou sur une plaque photographique, une image de l'étincelle dédoublée. Connaissant la vitesse de rotation et la distance de l'écran, on en déduit l'intervalle écoulé entre la production des deux étincelles et, par conséquent, la vitesse de propagation dans le fil. Deux séries d'expériences faites avec des lignes de 1029^m et de 1821^m ont donné, en moyenne, pour cette vitesse, $2{,}964 . 10^{10}$ et $2{,}98 . 10^{10}$, c'est-à-dire, au degré d'approximation des mesures, la vitesse même de la lumière.

CHAPITRE VII.

OSCILLATIONS HERTZIENNES.

Expériences de Hertz. — Ondes hertziennes. Leur réflexion par un miroir métallique et leurs interférences. — Disposition des miroirs conjugués. — Réfraction, polarisation, double réfraction des ondes électriques. — Ondes transmises par des fils. — Résonance multiple : Expériences de MM. Sarazin et de la Rive. — Expériences de M. Blondlot. — Vitesse de propagation des ondes hertziennes. — Mesure des constantes diélectriques au moyen des ondes hertziennes. — Expériences de M. Turpain. — Expériences de MM. Boccara et Gandolfi. — Expériences de M. Branly. — La télégraphie sans fils. — Théorie de Hertz.

Expériences de Hertz. — L'observation des courants induits par les décharges électriques a été poursuivie par Hertz dans des conditions toutes nouvelles. Il a été ainsi conduit à envisager l'induction elle-même sous un point de vue nouveau, en apportant aux idées de Maxwell sur la théorie électromagnétique de la lumière une confirmation aussi éclatante qu'inattendue.

Hertz a fait usage de décharges électriques oscillantes à très courte période. On sait [1] que, si l'on ferme le circuit d'un condensateur de capacité C par une résistance r affectée d'un coefficient de self-induction L, la décharge sera oscillante à la condition que l'on ait $L > \frac{r^2C}{4}$. Le courant dans le

[1] *Voir* ci-dessus, p. 118.

circuit est représenté par la formule

$$i = \mathrm{I}e^{-\frac{2r}{\mathrm{L}}t}\sin\omega t,$$

$$\mathrm{I} = \frac{\mathrm{Q}_0}{\omega\mathrm{LC}}, \qquad \omega = \sqrt{\frac{1}{\mathrm{CL}} - \frac{r^2}{4\mathrm{L}^2}}.$$

La durée T d'une période est

$$\mathrm{T} = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{\mathrm{CL}} - \frac{r^2}{4\mathrm{L}^2}}}.$$

Supposons, en particulier, que le rapport $\frac{r}{\mathrm{L}}$ est assez petit pour pouvoir être négligé. On aura simplement

$$i = \mathrm{I}\sin\omega t,$$

l'amortissement du courant oscillatoire sera nul. La durée T d'oscillation devient

(1) $$\mathrm{T} = 2\pi\sqrt{\mathrm{CL}}.$$

Cette formule est connue sous le nom de *formule de Thomson*. On pourra rendre T excessivement petit, en diminuant suffisamment C et L.

Hertz (¹) emploie, sous le nom d'*oscillateur* ou d'*excitateur*,

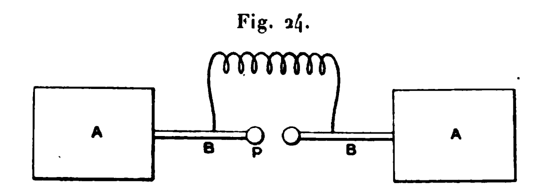
---

(¹) HERTZ, *Ueber sehr schnelle electrische Schwingungen* (*Wied. Ann.*, t. XXXI, p. 421). — *Ueber die Einwirkung einer geradlinigen Schwingung auf eine benachbarte Strombahn* (*Ibid.*, t. XXXIV, p. 155). — *Ueber Inductionserscheinungen hervorgerufen durch die electriche Vorgänge in Isolatoren* (*Ibid.*, t. XXXIV, p. 273). — *Ueber die Ausbreitungsgeschwindigkeit der electrodynamischen Wirkungen* (*Ibid.*, t. XXXIV, p. 551). — *Ueber electrodynamische Wellen in Luftraume und deren Reflexion* (*Ibid.*, t. XXXIV, p. 609). — *Die Kräfte electrischer Schwingungen, behandelt nach der Maxwell'schen Theorie*, t. XXXVI, p. 1; 1887-1888. Tous ces Mémoires ont été résumés par M. Joubert dans le *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. VIII, p. 116; 1889.

Voir aussi H. POINCARÉ, *Les oscillations électriques*, Paris, 1894. Les expériences et les théories de Hertz sont exposées et discutées très complètement dans ce livre.

un appareil de résistance négligeable, de faible capacité et de faible self-induction, formé de deux plaques A, A (*fig.* 24),

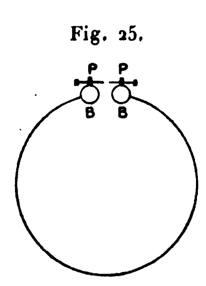
Fig. 24.



portant des tiges cylindriques B, B, terminées par des boules très voisines. Les tiges B, B sont reliées aux extrémités du circuit secondaire d'une bobine d'induction : à l'instant où une étincelle éclate en P, les capacités A se déchargent à travers le circuit rectiligne comprenant les tiges B et fermé momentanément par l'étincelle; il se produit ainsi des oscillations très rapides. Le circuit induit de la bobine constitue à cet instant une dérivation de très grande résistance par rapport au circuit AB et ne peut, par conséquent, modifier d'une manière sensible le phénomène de la décharge oscillante.

Pour observer les courants induits, produits par cette décharge, Hertz emploie, sous le nom de *résonateur,* un circuit induit (*fig.* 25) formé d'un simple fil de cuivre replié sur lui-même en cercle ou en carré et terminé par deux boules très voisines B, B : ces boules portent deux pointes P qu'une vis permet de rapprocher presque jusqu'au contact. Le résonateur ainsi constitué est lui-même un appareil doué d'une capacité et d'une self-induction très petites : si on lui communiquait une charge brusque, il deviendrait le siège d'oscillations électriques de période déterminée. Construisons-le de telle sorte que sa période propre coïncide avec celle de l'excitateur, et plaçons-le dans une situation telle que la force électromotrice excitée par la décharge ne soit pas nulle. Cette force électromotrice a la même période que la décharge de l'excitateur;

Fig. 25.

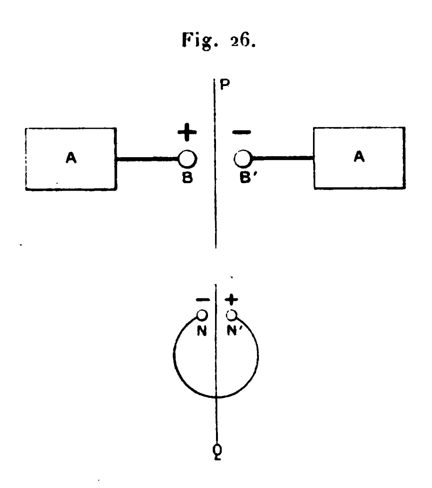


elle a donc aussi la période qui convient aux oscillations propres du résonateur : elle développera dans celui-ci un courant oscillatoire dont l'existence nous sera révélée par des étincelles.

La force électromotrice évoquée dans le résonateur peut avoir une double origine, électrostatique ou électromagnétique. Examinons les conditions dans lesquelles on pourra observer l'effet sans mélange, soit de l'une, soit de l'autre de ces deux forces électromotrices généralement superposées.

Supposons, pour fixer les idées, les plaques AA verticales, et soit PQ (*fig.* 26) l'axe de symétrie horizontal perpendiculaire au plan des plaques. Cet axe PQ, est aussi un axe de symétrie pour les forces électromotrices.

Fig. 26.



Considérons d'abord la force électromotrice électrostatique (influence électrique). Si à un moment donné les boules B et B' de l'excitateur (*fig.* 26) sont respectivement positive et négative, et si la ligne des boules N, N' du résonateur est parallèle à BB', ces boules seront électrisées par influence en sens contraire de BB'; quand, au bout d'une demi-période, les signes seront renversés en BB', ils devront l'être aussi en NN' et, par suite, un courant aura dû se produire dans le circuit du résonateur. Ce courant se renverse à chaque renversement du courant dans AB et dans AB' : il dépendra peu de l'orientation du plan du résonateur, qui pourra être indifféremment horizontal ou vertical. Il dépendra, au contraire, essentiellement de l'orientation de la ligne des boules; si, par exemple, la ligne NN' est parallèle à PQ, l'influence ne produira que des effets insen-

sibles, c'est-à-dire que la force électromotrice d'origine électrostatique s'annulera.

La force électromotrice d'origine électromagnétique est la dérivée changée de signe du flux de force magnétique à travers le circuit du résonateur. Or, le flux étant perpendiculaire à l'axe BB', la force électromotrice sera maximum si le plan du résonateur est horizontal, nulle s'il est vertical. Elle sera d'ailleurs indépendante de l'orientation de la ligne des boules.

On voit par là qu'en général les deux forces électromotrices (influence et induction) sont superposées. Cependant, la force électromotrice électrostatique subsiste seule, si, la ligne des boules étant parallèle à BB', le plan du résonateur est perpendiculaire à PQ. Inversement la force électromotrice électromagnétique subsiste seule, si, le plan du résonateur étant horizontal, la ligne des boules est parallèle à PQ. Dans les deux cas, quand on fait fonctionner la bobine, on a en NN' une succession rapide d'étincelles microscopiques manifestant les courants oscillatoires produits par l'une ou l'autre des forces électromotrices.

On constate qu'à mesure que la distance BN augmente les courants du résonateur diminuent d'intensité; à une distance suffisante les étincelles cessent d'être perceptibles.

On peut remplacer la bobine d'induction par une machine électrostatique dont les deux pôles sont respectivement en communication avec B et B'. A chaque étincelle qui éclate en BB', on aperçoit aussi des étincelles en NN'.

ONDES HERTZIENNES. — LEUR RÉFLEXION PAR DES MIROIRS MÉTALLIQUES ET LEURS INTERFÉRENCES. — Ces premières expériences ne nous apprennent rien sur la phase des courants oscillatoires des résonateurs. Si divers résonateurs identiques sont semblablement placés à des distances différentes de l'excitateur, ces phases seront-elles concordantes ou discordantes?

Jusqu'à Maxwell on avait admis implicitement que les phénomènes d'induction sont instantanés : c'est-à-dire que la force électromotrice d'induction en un point, produite par une variation dans l'état d'un circuit, coïncide dans la durée

avec cette variation. Des expériences insuffisantes de Blaserna (1), en vue de reconnaître si l'induction met un temps appréciable à se propager, n'avaient pas abouti à des conclusions certaines.

Maxwell (2) a introduit dans la Science cette idée neuve que les milieux diélectriques jouent un rôle actif dans les phénomènes électriques, qu'ils sont sensibles à l'induction comme à l'influence, et il en a déduit cette curieuse conséquence qu'une perturbation électrique produite en un point *se propage* dans un diélectrique avec une vitesse égale au rapport v des unités électromagnétiques et électrostatiques. Il se trouve, en effet, que les lois de l'induction appliquées à un milieu continu fournissent un résultat équivalant à l'introduction d'une réaction électrique spéciale de ce milieu (3). Si une perturbation périodique est produite en un point du milieu, *elle se propagera* donc dans tous les sens autour de ce point avec un retard proportionnel à l'épaisseur du milieu traversé. Si deux perturbations périodiques ont pour origine deux points du milieu, elles seront susceptibles d'interférer.

Ces idées, sur lesquelles Maxwell a édifié sa *Théorie électromagnétique de la lumière,* n'avaient jamais été contrôlées par des expériences de nature *purement électrique*. Les expériences de Hertz, sur l'induction provoquée par des *vibrations électriques* très rapides, devaient être éminemment propres à exercer ce contrôle, si toutefois il était possible de manifester la phase des oscillations induites et notamment si l'on pouvait réaliser des conditions d'*interférence électrique* de ces oscillations.

L'analogie électro-optique devait donc suggérer à Hertz l'idée de recourir à des *miroirs* pour provoquer l'interférence. Disposons en face de l'excitateur de Hertz une plaque métallique épaisse normale à PQ. Nous savons que des oscillations électriques très rapides (4) ne peuvent pénétrer dans le métal

(1) BLASERNA, *Sul sviluppo e la durata delle correnti d'induzione;* Palermo 1870. *Pogg. Ann. Jubelband,* p. 363; 1874.

(2) *Voir* t. IV, 4e fasc., p. 205 à 221.

(3) *Voir* ci-dessus, p. 9 et 10.

(4) *Voir* ci-dessus, p. 120.

à une profondeur notable [1]. Le métal sera donc le siège d'oscillations électriques purement superficielles qui, à leur tour, provoqueront une induction, susceptible de se propager dans le milieu diélectrique en sens inverse de l'induction directe de l'excitateur. Un résonateur, placé dans l'intervalle de l'excitateur et de la plaque métallique, sera donc soumis à la fois à l'induction de l'un et de l'autre.

Si l'induction est un phénomène instantané, comme on l'avait d'abord supposé implicitement, l'une ou l'autre des deux inductions pourra prédominer, mais la force électromotrice d'induction résultante dans le résonateur variera toujours dans le même sens, quand on le déplacera de l'excitateur vers la plaque; il pourra, au plus, se trouver une position neutre pour laquelle les deux forces électromotrices provenant de l'excitateur et de la plaque se compenseront exactement.

Si, au contraire, il y a *propagation dans le milieu* de perturbations électromagnétiques donnant naissance à des *ondes*, l'*onde directe* émanée du résonateur, l'*onde réfléchie* par la plaque, pourront interférer complètement dans une série de plans équidistants, comme l'onde sonore directe et l'onde réfléchie par un mur interfèrent dans les expériences de N. Savart [2]. On obtiendra des *ondes* stationnaires d'une nouvelle espèce. L'intervalle de deux *plans nodaux* voisins mesurera la *demi-longueur d'onde électrique*, et, en divisant la longueur d'onde par la période qui peut être calculée *a priori* [formule (1), p. 129], on trouvera la *vitesse de propagation* des perturbations électriques ou de l'induction dans le milieu diélectrique.

Or, c'est bien ainsi que les choses se passent dans l'expérience de Hertz. En disposant le résonateur de telle sorte que l'induction électrostatique agisse seule sur lui, on constate que, dans une série de plans équidistants perpendiculaires

---

(1) D'après M. Bjerknes (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXV, p. 725; 1892) la profondeur à laquelle pénètrent les oscillations serait de l'ordre de $0^{mm},01$ pour le cuivre, de $0^{mm},003$ seulement pour le fer.

(2) *Voir* t. III, 1er fasc., p. 41.

à PQ, le résonateur ne donne pas d'étincelles. L'un de ces plans nodaux coïncide avec la surface du miroir. En employant la disposition qui rend le résonateur sensible à la seule induction électromagnétique, on trouve encore des plans nodaux équidistants correspondant à la même longueur d'onde, mais coïncidant respectivement avec les plans ventraux de l'expérience précédente. Le plan du miroir est alors un ventre.

DISPOSITION DES MIROIRS CONJUGUÉS. — Poursuivant l'analogie électro-optique qui le guidait, Hertz (1) songea à renforcer les effets produits, par l'usage de la réflexion sur une surface courbe. Il plaçait un excitateur suivant la ligne focale principale d'une feuille de zinc repliée de façon à constituer un miroir cylindrique concave. Le résonateur, de forme analogue à celle de l'excitateur, était placé sur la ligne focale principale d'un second miroir, formant avec le premier un système de miroirs conjugués.

Cette disposition permet de diminuer les dimensions de l'excitateur et du résonateur et d'obtenir, cependant, des effets sensibles à des distances considérables. Les coefficients de self-induction L de circuits semblables sont, comme on sait, proportionnels à leurs dimensions homologues; il en est de même de leurs capacités C. La durée d'oscillation prévue par la formule de Thomson [formule (1)] varie donc aussi proportionnellement aux dimensions homologues et, la vitesse de propagation demeurant invariable, la longueur d'onde varie précisément dans le même rapport. Les expériences sur les *radiations électriques* pourront donc être réalisées dans des locaux de moins en moins spacieux, à mesure que l'on restreindra davantage les dimensions de toutes les parties de l'appareil.

Les premières longueurs d'onde mesurées par Hertz étaient de plusieurs dizaines de mètres; elles atteignaient encore 50^{cm} avec les plus petits appareils à miroir employés par ce savant.

---

(1) HERTZ, *Ueber Strahlen electrischer Kraft* (*Sur les rayons de force électrique*) (*Wied. Ann.*, t. XXXVI, p. 769), traduit dans le *Journal de Physique*, 2e série, t. VIII, p. 127; 1889.

Grâce aux efforts de M. Lodge [1] et de M. Righi [2], nous avons appris à obtenir des oscillations de longueurs d'onde beaucoup plus courtes. Enfin, M. Lebedew [3], toujours par l'application des mêmes principes, a réussi à opérer avec des ondes de longueur égale à 6^{mm} seulement. Les *fig.* 27 et 28 représentent en vraie grandeur l'excitateur et le résonateur de M. Lebedew. L'excitateur (*fig.* 28) est formé de deux cylindres de platine P_1, P_2 de $1^{mm},3$ de long et de $0^{mm},5$ de diamètre, soudés dans des tubes de verre G_1 et G_2. Ces cylindres sont excités par l'intermédiaire des fils D_1 et D_2 en communication, par le condensateur C et la résistance liquide W, avec les bornes d'une bobine d'induction J. L'excitateur ainsi constitué est placé sur la ligne focale d'un miroir cylindrique de 6^{mm} de longueur focale, de 20^{mm} de haut et d'ouverture égale à 12^{mm}. Tout le système, excitateur et miroir, est immergé dans un bain de pétrole et donne des étincelles de $0^{mm},02$ environ.

Fig. 27.

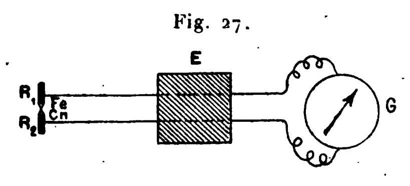
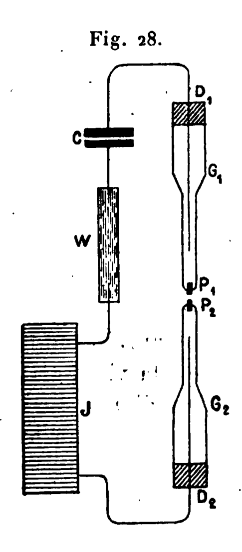


Fig. 28.



Le résonateur (*fig.* 27), constitué essentiellement par deux petits cylindres R_1, R_2 placés bout à bout, est de même placé sur la ligne focale d'un miroir de même ouverture et de même hauteur que le premier, mais de $1^{mm},4$ seulement de longueur focale. L'excitation de ce résonateur est mise en

---

(1) LODGE, *Nature*, t. XLI, p. 462; 1890.

(2) RIGHI, *Memorie dell'Accad. di Bologna*, 5e série, t. IV, p. 487; 1894.

(3) P. LEBEDEW, *Ueber die Doppelbrechung der Strahlen electrischer Kraft* (*Wied. Ann.*, t. LVI, p. 1; 1895. *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 568).

évidence, grâce à un dispositif thermo-électrique imaginé par M. Klemenčič (1). Aux extrémités en regard du résonateur proprement dit sont soudés des fils de fer et de constantan de $0^{mm},01$ de diamètre, qui forment deux boucles de $0^{mm},3$ repliées sur elles-mêmes. Au milieu de chaque résonateur élémentaire, c'est-à-dire au nœud de ses vibrations propres, est soudé un fil conducteur fixé dans une plaque d'ébonite E. Quand les résonateurs sont excités, ils se déchargent partiellement à chaque vibration à travers les fils de l'élément thermo-électrique; leur échauffement est manifesté par un galvanomètre très sensible.

RÉFRACTION, POLARISATION, DOUBLE RÉFRACTION DES ONDES ÉLECTRIQUES. — Grâce à la petitesse des longueurs d'ondes produites, le dispositif de M. Lebedew est très propre à manifester simplement les propriétés des ondes électromagnétiques reconnues antérieurement par Hertz (2) ou par d'autres expérimentateurs, mais d'une manière plus pénible.

Pour prouver que les rayons de force électromagnétique se réfractent, Hertz employait un prisme en asphalte de $1^{m},5$ de hauteur et du poids de 600^{kg}. M. Lebedew monte tout son appareil sur un très petit goniomètre et place à 3^{cm} de l'excitateur un prisme d'ébonite de $1^{cm},8$ de haut et du poids de 2^{gr}. La position, pour laquelle l'excitation du résonateur est maximum, peut être fixée à 3° près et conduit à un indice de réfraction $n = 1,6$ environ.

Pour manifester la polarisation (3), il suffit de remarquer que les vibrations électriques produites s'effectuent suivant la ligne focale du miroir de l'excitateur. Hertz avait déjà montré que, si l'on fait tourner la *section principale* du système formé par le résonateur lié à son miroir, la résonance est maximum quand les sections principales sont parallèles, sen-

---

(1) J. KLEMENČIČ, *Wied. Ann.*, t. L, p. 456; 1893 : *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 563.

(2) HERTZ, *Strahlen electrischer Kraft* (*Wied. Ann.*, t. XXXVI. *Journal de Physique*, 2e série, t. VIII, p. 127).

(3) *Voir* t. III, 3e fasc., p. 381 à 388.

siblement nulle quand elles sont croisées; la loi du carré du cosinus, ou loi de Malus, paraît s'appliquer nettement à l'intensité des vibrations du résonateur quand les deux sections principales sont inclinées l'une par rapport à l'autre d'un angle quelconque α.

M. Bose (¹) a montré qu'un livre absorbe complètement les vibrations électriques parallèles à ses pages et transmet les vibrations perpendiculaires. Un livre ordinaire peut donc servir de polariseur parfait pour les ondes électriques.

La double réfraction (²) des ondes électriques a été mise en évidence pour la première fois par M. Righi (³), puis par M. Mack (⁴) à l'aide de plaques de chêne taillées parallèlement aux fibres. Une telle plaque, placée entre deux miroirs cylindriques croisés, avec ses fibres à 45° des génératrices des miroirs, fait reparaître les étincelles du résonateur, comme une lame cristalline uniaxe, parallèle à l'axe optique, placée entre deux nicols croisés, fait reparaître la lumière. Une plaque de bois normale aux fibres se comporte comme une plaque cristallisée uniaxe normale à l'axe optique : elle ne fait pas reparaître les étincelles.

D'après M. Mazzotto (⁵) la vibration électrique perpendiculaire aux fibres du bois se propage plus vite que la vibration parallèle aux fibres, et la différence des deux indices est d'autant plus grande que le bois est plus léger. Pour le sapin, les deux indices seraient respectivement 1,568 et 1,834, pour le poirier 1,781 et 1,813; enfin pour le bois d'yeuse ils auraient une même valeur 2,244.

M. Lebedew a pu mesurer les indices principaux du soufre à l'aide de deux prismes de 1^{cm},8 de hauteur, dont les arêtes

---

(¹) Bose, *Proceed. of the Royal Society,* t. LX, p. 433. *Journal de Physique,* 3ᵉ série t. VI, p. 630.

(²) *Voir* t. III, 3ᵉ fasc., p. 399 à 431.

(³) Righi, *Sulle oscillazioni elettriche a piccola lunghezza d'onde e sul loro impiego* (*Mem. delle R. Acc. di Bologna,* 4ᵉ série, t. IV, p. 487; 1894.

(⁴) Mack, *Doppelbrechung electrischer Strahlen* (*Wied. Ann.* t. LIV, p. 342; 1895. *Journal de Physique,* 3ᵉ série, t. IV, p. 630).

(⁵) Mazzotto, *Rendiconti delle R. Acc. dei Lincei,* 5ᵉ série, t. VI; 1897.

réfringentes étaient respectivement parallèles à l'axe de plus grande et de plus petite élasticité. Les indices, pour des vibrations parallèles à l'arête, ont été trouvés égaux respectivement à 2,25 et à 2. Les indices correspondants pour la lumière sont [1] 2,24 et 1,95; enfin, les racines carrées des constantes diélectriques mesurées par M. Boltzmann sont 2,185 et 1,952.

Pour compléter ces curieuses analogies, M. Lebedew a construit un *nicol* en soufre pour oscillations électriques. Il est formé d'un parallélépipède de soufre dont les arêtes sont parallèles aux axes diélectriques. Ce parallélépipède a été scié suivant un plan qui contient l'axe D_1 et fait avec l'axe D_3 un angle de 50°; les deux morceaux sont réunis par l'intermédiaire d'une lame d'ébonite qui joue dans cet appareil le même rôle que joue le baume de Canada par rapport au spath dont sont formés les nicols ordinaires.

Une plaque de soufre de 6^{mm} d'épaisseur, dont le plan est parallèle à D_1 et à D_3, constitue une lame *quart d'onde*. Placée à 45° de la section principale de l'excitateur, elle fournit une *onde électrique polarisée circulairement*.

M. Righi avait déjà construit un quart d'onde en bois [2].

Ainsi tous les phénomènes qui caractérisent les ondes lumineuses ont été reproduits dans ce qu'ils ont d'essentiel. La principale différence qui subsiste entre les ondes électriques et lumineuses réside dans l'ordre de grandeur des longueurs d'onde. Tandis que les ondes constituant le spectre visible ont des longueurs de 0$^{\mu}$,7 à 0$^{\mu}$,4, nous venons d'obtenir des ondes électriques de 35^{m} à 6^{mm} de longueur d'onde, c'est-à-dire d'un ordre de grandeur de 10^6 à 10^3 fois plus grand. Il paraît d'ailleurs bien difficile de produire des ondes électriques beaucoup plus courtes, c'est-à-dire dont la longueur d'onde deviendrait comparable à celle des vibrations lumineuses. L'excitateur et le résonateur de M. Lebedew ont déjà des dimensions extrêmement petites; il faudrait pour aller plus loin restreindre encore leurs dimensions linéaires dans

(1) *Voir* t. IV, 4e fasc., p 220 et 1er fasc., p. 226

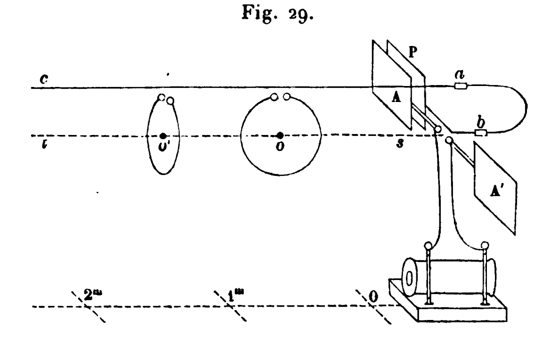
(2) Righi, *loc. cit.*

le rapport où l'on voudrait abaisser les longueurs d'onde, ou diminuer leurs masses dans un rapport égal au cube du rapport de ces longueurs d'ondes. Nos moyens mécaniques ne permettent pas de façonner exactement de trop petites masses; d'ailleurs, l'intensité des oscillations que nous parviendrions à produire dans l'excitateur serait si faible qu'il faudrait sans doute mettre en œuvre, pour l'observation de la résonance, des procédés d'investigation entièrement nouveaux.

ONDES TRANSMISES PAR DES FILS. — Au lieu de laisser les oscillations électriques se propager librement dans un milieu illimité où elles s'affaiblissent rapidement, Hertz a réussi à les transmettre à de plus grandes distances par le moyen de longs fils conducteurs ([1]).

En regard de l'une des plaques d'un excitateur AA' (*fig.* 29)

Fig. 29.



on dispose une plaque parallèle P. A cette plaque, attachons un long fil métallique qui s'étend suivant l'axe de l'excitateur. A l'instant où une décharge de l'excitateur se produit, les charges inverses alternées de la plaque A, provoquent par influence des charges contraires de la plaque P. Il en résulte des phénomènes périodiques le long du fil. L'expérience montre qu'un résonateur, placé au voisinage

([1]) *Voir* JOUBERT, *Journal de Physique,* 2ᵉ série, t. VIII, p. 124.

de ce fil, manifeste les oscillations hertziennes jusqu'à de très grandes distances de l'excitateur. Le fil est donc devenu lui-même capable d'exciter des ondes électriques dans le milieu qui l'entoure.

Le rôle du fil conducteur de Hertz est évidemment complexe. L'expérience montre que les ondes transmises le long de ce fil se réfléchissent à son extrémité : les résonateurs, placés au voisinage, accusent, en effet, la production de ventres et de nœuds le long du fil.

Les courants produits le long du fil et les charges électriques superficielles qu'il possède ajoutent leurs effets électromagnétiques et électrostatiques aux effets qui sont transmis directement par le milieu; mais l'action propre des parties du fil les plus voisines du résonateur est évidemment prédominante et peut être considérée comme existant seule. Hertz avait reconnu et M. Turpain (1) a montré avec plus de précision que la position des ventres et des nœuds, manifestés dans cette expérience par un résonateur de Hertz, dépend, comme dans la propagation libre, de l'orientation du plan du résonateur. D'ordinaire, ce plan est le plan de symétrie perpendiculaire à AA′ et contenant le fil. On n'observe alors que l'effet électromagnétique du courant dont le fil est le siège.

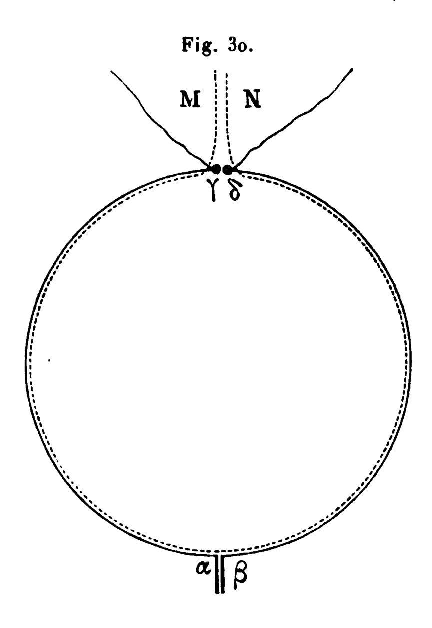
EXCITATEUR ET RÉSONATEUR DE M. BLONDLOT. — Au lieu d'un fil unique, on emploie communément deux fils reliés symétriquement à deux plaques P, P′, étendus parallèlement à l'axe de l'excitateur à peu de distance l'un de l'autre et réunis par un pont qu'on fait glisser à volonté le long de ces fils. On peut même substituer au mode d'excitation proprement électrostatique, réalisé par le système des plaques A, A′, P, P′, un système d'excitation électromagnétique imaginé par M. Blondlot (2). Un condensateur (*fig.* 30) est pourvu de deux armatures α et β d'environ 12^{cm} de diamètre; celles-ci

(1) Turpain, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXVI, p. 418, 959 et 1630; 1898. *Journal de Physique*, 3e série, t. VII, p. 470.

(2) Blondlot, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXIV, p. 283; 1892.

portent deux fils de cuivre, $\alpha\gamma$ et $\beta\delta$, terminés par des boules et formant par leur ensemble un cercle de 2^m de diamètre, par exemple. Les boules γ et δ sont liées aux deux pôles du circuit secondaire d'une bobine d'induction. Autour de cet ex-

Fig. 30.



citateur le circuit des fils parallèles MN se termine par un cercle de diamètre peu inférieur à celui de l'excitateur, engainé dans un tube de caoutchouc.

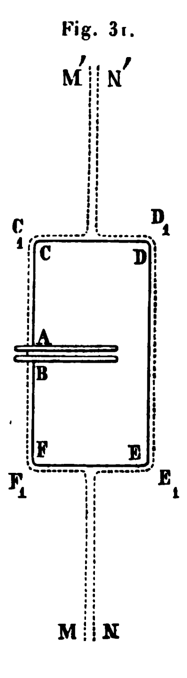
Les deux fils M et N sont très rapprochés. Ils s'écartent à l'endroit où l'on veut placer le résonateur. Celui qu'a imaginé M. Blondlot [1] est formé (*fig.* 31) d'un rectangle de fils conducteurs CDEF, parallèle au rectangle $C_1D_1E_1F_1$ formé par l'écartement des fils parallèles. Ce rectangle CDEF, ouvert dans le milieu de l'un des deux côtés, porte deux plateaux A, B munis de fines pointes entre lesquelles jaillit l'étincelle.

---

(1) BLONDLOT, *Journal de Physique*, 3e série, t. X, p. 549; 1891.

La forme de l'excitateur et du résonateur de M. Blondlot exclut tout autre effet que celui du champ électromagnétique des fils. En ce qui concerne le résonateur lui-même, sa forme très simple permet le calcul de son coefficient de self-induction (circuit rectangulaire) et de sa capacité qui est très sensiblement celle du condensateur considéré isolément. On peut donc appliquer à ce résonateur la formule de Thomson et calculer, avec une assez grande approximation, la période propre des oscillations qu'il est susceptible de renforcer.

Fig. 31.



Résonance multiple. — Expériences de MM. Sarazin et de la Rive. — MM. Sarazin et de la Rive ([1]), répétant les expériences de Hertz avec la disposition du double fil, constatèrent qu'un même excitateur peut impressionner toute une série de résonateurs de période différente. En d'autres termes, si l'on détermine le long des fils les positions des ventres et des nœuds, ces positions dépendent essentiellement du résonateur employé à les déceler. Bien entendu, les maxima et les minima n'ont pas la même netteté avec tous les résonateurs, mais leur espacement, mesuré par chaque résonateur, est très régulier; leur existence est indéniable. Le phénomène observé par MM. Sarazin et de la Rive est connu sous le nom de *résonance multiple*.

Si l'on admet, ce qui paraît évident, qu'un résonateur donné ne renforce d'autres vibrations que celles dont la période est égale à la sienne (ou en tout cas peu différente), il en résulterait, d'après MM. Sarazin et de la Rive, que le phénomène oscillatoire émanant d'un excitateur donné est un ensemble

([1]) Sarazin et de la Rive, *Arch. de Genève*, t. XXIII, p. 113 et 337; 1889. *Journal de Physique*, 2e série, t. IX, p. 494.

éminemment complexe de vibrations de longueurs d'onde différentes; qu'il est, par rapport aux oscillations électriques, ce que la lumière blanche est par rapport aux couleurs simples.

M. H. Poincaré (¹) et, après lui, M. Bjerknes (²) ont fourni une interprétation toute différente du phénomène de la résonance multiple. Il n'est nullement nécessaire d'admettre que la vibration émanée du résonateur est complexe : il suffit de la supposer très amortie. L'onde électrique incidente agit alors sur le résonateur presque à la manière d'un choc, c'est-à-dire que, si la période propre à cette onde diffère beaucoup de la période propre du résonateur, l'onde incidente, efficace pour produire une perturbation de sens déterminée sur le résonateur, est déjà trop peu intense pour affaiblir sensiblement la perturbation de sens contraire, déterminée un instant après dans le résonateur par les phénomènes de réflexion qui lui sont propres; le résonateur est *excité* presque instantanément par l'onde incidente; mais la période de ses oscillations propres n'est pas ultérieurement altérée par la réaction de cette onde. Ainsi, en Acoustique, tous les résonateurs pourront être affectés par un bruit de très courte durée, c'est-à-dire par une vibration élastique très amortie, par exemple par le choc d'un très petit marteau sur une enclume très massive.

A priori, les conditions simples auxquelles correspond la formule de Thomson (³) et pour lesquelles l'amortissement est nul ne paraissent pas devoir être réalisées par l'oscillateur de Hertz, bien moins simple que le résonateur. Il est donc bien probable que les oscillations propagées par le fil sont amorties, comme le suppose M. Poincaré.

Au reste l'étude de la résonance multiple a donné lieu à un nombre considérable d'expériences qui ont pleinement confirmé cette théorie.

(¹) H. POINCARÉ, *Les oscillations électriques*, p. 124 et suiv.

(²) BJERKNES. *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences*, t. CXII, p. 1429, 1891.

(³) *Voir* ci-dessus, p. 128, 129.

MM. Jones (¹) et Rubens (²) ont supprimé l'un et l'autre l'usage du résonateur et déterminé directement l'état oscillatoire dans les fils propagateurs des oscillations. A cet effet, ils ont étudié la distribution des températures le long des fils, en employant, le premier une méthode thermo-électrique, le second une méthode bolométrique. Les minima correspondant aux nœuds (points où l'intensité du courant est constamment nulle) sont très bien déterminés et indiquent, par leur succession, une période d'oscillation unique. MM. Bjerknes (³) et Pérot (⁴) arrivent au même résultat par l'étude électrométrique de la distribution des potentiels le long des fils.

M. Bjerknes (⁵) est allé plus loin. Il est parvenu à comparer expérimentalement l'amortissement d'un excitateur à celui de divers résonateurs, et il a trouvé pour ces derniers des décréments logarithmiques de l'ordre du centième du décrément qui caractérise l'excitateur.

Enfin, MM. Décombe (⁶) et Nils Strindberg (⁷) ont pu renverser les conditions ordinaires en donnant au résonateur un amortissement considérable par rapport à celui de l'excitateur : dans ce cas, divers résonateurs, employés avec un excitateur unique, indiquent toujours la même longueur d'onde de vibration.

Des expériences toutes récentes de M. Décombe (⁸) semblent clore la discussion. On sait comment Feddersen (⁹), par l'usage d'un miroir tournant, est parvenu à constater expé-

---

(1) JONES, *Electrician*, t. XXVII, p. 250. *La Lumière électrique*, t. XLII, p. 190; 1891.

(2) RUBENS, *Wied. Ann.*, t. XLVII, p. 154; 1889.

(3) BJERKNES, *Wied. Ann.*, t. XLIV, p. 513; 1891.

(4) PÉROT, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXIV, p. 165; 1892.

(5) BJERKNES, *Wied. Ann.*, t. XLIV, p. 74; 1891.

(6) DÉCOMBE, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXIV, p. 1016; 1897.

(7) NILS STRINDBERG, *Arch. de Genève*, t. XXXII, p. 129; 1894.

(8) DÉCOMBE, *Thèse de Doctorat*; Paris, 1898. *Ann. de Ch. et de Phys.*, 7e série, t. XV, p. 156.

(9) *Voir* t. IV, 3e fascicule, p. 202.

rimentalement la périodicité des décharges oscillantes. Il convenait de reprendre les expériences de Feddersen et de les étendre à l'étincelle même de l'excitateur de Hertz. C'est ce que M. Décombe a fait de la manière la plus heureuse. Il a fait varier la capacité et la self-induction de l'excitateur, de manière à diminuer le plus possible le décrément logarithmique des oscillations; les épreuves photographiques qu'il a obtenues donnent, pour une seule décharge, jusqu'à quatorze impressions lumineuses parfaitement équidistantes. Rien dans cette expérience ne révèle la présence d'oscillations éminemment complexes et irrégulières, telles que les supposaient MM. Sarazin et de la Rive. Le caractère simple des oscillations hertziennes est mis désormais hors de doute.

Il ne faudrait cependant pas se hâter de conclure à l'absence absolue et dans tous les cas d'oscillations d'ordre supérieur, en nombre fini, modifiant plus ou moins l'oscillation fondamentale. L'existence de ces *harmoniques*, prévus par la théorie et qui n'obéissent d'ailleurs pas à la loi simple des harmoniques sonores, a été récemment démontrée par M. Lamotte (¹).

VITESSE DE PROPAGATION DES OSCILLATIONS HERTZIENNES. — EXPÉRIENCES DE M. BLONDLOT. — MM. Sarazin et de la Rive (²) ont démontré, par des expériences directes, que la longueur d'onde d'oscillations hertziennes, mesurée à l'aide d'un même résonateur dans le plan de symétrie ci-dessus défini (³), est la même soit dans le cas de la propagation libre (interférences produites par un miroir), soit dans le cas de la propagation par des fils conducteurs sur lesquels on détermine la position des nœuds et des ventres. Il en résulte

(¹) LAMOTTE, *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 92; 1898. *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. VII, p. 603.

(²) SARAZIN et DE LA RIVE, *loc. cit. Voir* aussi *Sur l'egalite des vitesses de propagation de l'ondulation électrique dans l'air et le long des fils conducteurs* (*Comptes rendus*, t. CXV, p. 1277; 1892. *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. II, p. 597).

(³) *Voir* p. 143.

que la vitesse de propagation des ondulations électriques est la même dans l'air ou dans les fils conducteurs.

Rappelons que la propagation d'une perturbation électrique brusque ou d'une oscillation très rapide dans un conducteur est un phénomène purement superficiel et se fait avec une vitesse égale au rapport v des unités électromagnétiques et électrostatiques : nous en avons fourni la preuve théorique et expérimentale [1].

M. Blondlot [2] s'est fondé sur l'égalité des longueurs d'onde dans l'air et dans les fils conducteurs pour déterminer la vitesse de propagation des oscillations hertziennes. A cet effet, il a, d'une part, calculé, comme il a été indiqué ci-dessus, la période vibratoire T propre à un de ses résonateurs; d'autre part, il a mesuré, à l'aide de ce même résonateur, la longueur d'onde λ pour des ondes propagées dans deux fils parallèles. Le résonateur était placé, une fois pour toutes, dans une position invariable; on déterminait, par tâtonnements, les positions du pont mobile pour lesquelles les étincelles du résonateur disparaissent. La distance de deux positions consécutives du pont ainsi déterminées est égale à la demi-longueur d'onde. Connaissant λ et T, on en déduit la vitesse de propagation V par la formule

$$\lambda = VT.$$

M. Blondlot a fait usage de quatre résonateurs différents, ayant respectivement pour coefficients de self-induction

$$L = 246,66, \quad L = 518,2, \quad L = 660 \quad \text{et} \quad L = 973,2 \text{ C. G. S.},$$

et il a fait varier leur capacité en éloignant plus ou moins les plateaux l'un de l'autre. Il a ainsi fait varier la longueur d'onde de $8^m,94$ à $35^m,36$ et obtenu des valeurs de V comprises entre $3,04$ et $2,92.10^{10}$ centimètres par seconde, c'est-à-dire identiques, au degré d'approximation des expériences, à la valeur même du rapport v, ou de la vitesse de la lumière dans le vide.

---

(1) *Voir* ci-dessus, p. 122 à 127.

(2) BLONDLOT, *Journal de Physique*, 3e série, t. X, p. 549; 1891.

Il y a lieu de remarquer que les longueurs d'ondes hertziennes obtenues jusqu'ici varient de 40 mètres à 6 millimètres, c'est-à-dire sont de l'ordre de grandeur des longueurs d'ondes acoustiques, tandis que leur vitesse de propagation est celle de la lumière. Les durées de vibrations hertziennes, encore énormes par rapport à la durée des vibrations lumineuses, sont au contraire excessivement petites relativement à la durée des vibrations perçues par l'oreille.

MESURE DES CONSTANTES DIÉLECTRIQUES AU MOYEN DES OSCILLATIONS HERTZIENNES. — Si l'on admet que l'égalité de vitesse de propagation des oscillations hertziennes dans un diélectrique et dans un fil conducteur, constatée ci-dessus quand ce diélectrique est de l'air, se maintient quelle que soit la nature des diélectriques dans lesquels le fil est immergé, on pourra, par des mesures de longueurs d'ondes faites sur des fils, comparer la vitesse de propagation V' dans un diélectrique donné à la vitesse V de propagation dans l'air; or, la relation de Maxwell (¹)

$$n = \frac{V}{V'} = \sqrt{K}$$

est certainement applicable aux oscillations électriques; le rapport des vitesses V et V' fournira la valeur K de la constante diélectrique du milieu.

Les expériences de M. Blondlot (²) ont établi que la longueur d'onde, mesurée par sa méthode, à l'aide des fils, n'est pas altérée quand on substitue à l'air un diélectrique liquide ou solide. Or, la durée T de vibration est donnée par la formule de Thomson :

$$T = 2\pi\sqrt{CL}.$$

Quand on substitue un diélectrique à l'air, la durée T' de

(¹) *Voir* t. IV, 4ᵉ fascicule, p. 219.

(²) Blondlot, *Sur la vitesse de propagation des ondulations électromagnétiques dans les milieux isolants, et sur la relation de Maxwell* (*Comptes rendus*, t. CXV, p. 225; 1892).

la vibration propre du résonateur devient

$$T' = 2\pi\sqrt{C'L},$$

la capacité seule, non le coefficient de self-induction, se trouvant modifiée par cette substitution. On a donc, d'une part,

$$\frac{T'}{T} = \sqrt{\frac{C'}{C}} = \sqrt{K}.$$

Soient λ et λ' les longueurs d'onde dans l'air et dans le diélectrique; on a, d'autre part,

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{V'T'}{VT} = \frac{V'}{V}\sqrt{K}.$$

Mais l'expérience donne

$$\lambda = \lambda'.$$

Il en résulte

$$\frac{V}{V'} = \sqrt{K}.$$

La formule de Maxwell se trouve donc vérifiée par l'expérience.

Il faut d'ailleurs remarquer que la valeur de K, ainsi déterminée, convient aux oscillations de périodes très rapides; les durées T de vibration employées par M. Blondlot ont varié de 3.10^{-8} à 10^{-7} et la valeur correspondante de K peut différer de la valeur de la constante diélectrique déterminée par des expériences électrostatiques, ou même par les méthodes qui mettent en œuvre des durées de charge de l'ordre du millième de seconde par exemple (¹).

EXPÉRIENCES DE M. TURPAIN. — Il convient de remarquer, en outre, que la théorie du champ hertzien produit par les fils ne peut actuellement être considérée comme complète. D'après les expériences de M. Turpain (²), ce champ possède des

(¹) *Voir* ci-dessus, p. 4 et 49.

(²) TURPAIN, *Étude comparative du champ hertzien dans l'air et dans l'huile* (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXVI, p. 1630); *Étude comparative du champ hertzien dans l'air et dans l'eau* (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXVII, p. 955; 1898).

propriétés extrêmement différentes dans le plan des fils (II) ou dans des plans perpendiculaires aux fils (I). Un résonateur, placé dans le plan des fils (position II), est excité dans l'air et dans un diélectrique par un égal déplacement du pont, comme l'a constaté M. Blondlot. Au contraire, pour la position (I) du résonateur, le même déplacement du pont qui, dans le cas de l'air, fait apparaître une seule étincelle, produit, dans le cas de l'eau, 7 à 8 étincelles. En général, *le rapport de la longueur d'onde dans l'air à la longueur d'onde dans un diélectrique mesurée dans la position* (I) *paraît égal à la racine carrée de la constante diélectrique* telle qu'on la mesure par voie électrostatique.

Ainsi s'interprète l'étrange désaccord des résultats obtenus par divers expérimentateurs opérant tous par la méthode des oscillations électriques. M. Cohn (1), par une disposition que l'on peut considérer comme équivalant à l'emploi d'un résonateur dans la position (I), a trouvé pour l'eau une constante diélectrique égale à 75 en moyenne, c'est-à-dire égale à celle que MM. Cohn et Arons (2) avaient déterminée par voie électrostatique. Au contraire, M. Blondlot (3) obtient, avec la glace d'eau pure, une constante diélectrique, 2, égale au carré de l'indice de réfraction optique, mais très différente du nombre 78 déterminé directement par M. Bouty et par divers autres expérimentateurs (4).

EXPÉRIENCES DE MM. BOCCARA ET GANDOLFI. — Nous signalerons, pour terminer, quelques expériences de MM. Boccara et Gandolfi sur la vitesse de propagation des ondes dans un milieu à la fois diélectrique et magnétique.

On sait que, d'après la théorie électromagnétique de la lumière (5), le rapport de la vitesse de propagation dans le vide

(1) COHN, *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 370; 1892; *Journal de Physique*, 3e série, t. III, p. 270.

(2) *Voir* ci-dessus, p. 52.

(3) BLONDLOT, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXIX, p. 595; 1894.

(4) BOCCARA et GANDOLFI, *Sulla velocità delle onde hertziane nei mezzi dielettro-magnetici* (*Nuovo Cimento*, 4e série, t. VIII; 1898).

(5) *Voir* t. IV, 3e fasc., p. 218 et 219.

et dans un tel milieu doit être égal à $\sqrt{K\mu}$, K et μ désignant les rapports du pouvoir inducteur spécifique et de la perméabilité magnétique du milieu au pouvoir inducteur spécifique et à la perméabilité magnétique du vide.

MM. Boccara et Gandolfi ont préparé divers mélanges de paraffine et de limaille de fer qu'ils ont essayé de rendre aussi homogènes que possible. Après avoir déterminé k par une méthode électrostatique, μ par une méthode magnétométrique pour chacun des mélanges étudiés, ils ont eu recours, pour déterminer le rapport $\frac{V}{V'}$ des vitesses dans l'air et dans le mélange, à une variante d'un dispositif de Hertz (¹) déjà employé par MM. Arons et Rubens (²) et qui, comme la méthode de M. Cohn, équivaut à l'emploi d'un résonateur dans la position (I). Voici les résultats obtenus :

Proportion de fer pour 100.	K.	μ.	$\sqrt{K\mu}$.	$\frac{V}{V'}$.
5	1,833	1,040	1,586	1,615
10	3,083	1,100	1,857	1,903
15	3,583	1,156	2,035	2,096
20	4,666	1,221	2,387	2,294
30	6,250	1,396	2,954	2,794
40	8,333	1,622	3,678	3,564

Les valeurs de $\sqrt{K\mu}$ et de $\frac{V}{V'}$ sont égales.

Il y a lieu de remarquer l'accroissement rapide de K avec la proportion de fer dans le mélange. Les résultats de MM. Boccara et Gandolfi demanderaient évidemment à être confirmés.

EXPÉRIENCES DE M. BRANLY. — LA TÉLÉGRAPHIE SANS FILS. — Parmi les actions diverses produites par les oscillations électriques et propres à les déceler, il convient de signaler l'illumination de tubes de Geissler, préconisée par M. Lecher (³) et dont les

(¹) HERTZ, *Arch. de Geneve*, t. XXI, p. 285; 1889.
(²) ARONS et RUBENS, *Wied. Ann.*, t. XLII, p. 581.
(³) LECHER, *Wied. Ann.*, t. XLII, p. 142; 1891. *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. I, p. 86.

expérimentateurs actuels font un fréquent usage; mais surtout l'action singulière exercée par toute étincelle sur la conductivité des poudres métalliques. Cette dernière action, découverte par M. Branly ([1]), a été l'origine d'une des applications qui ont le plus vivement surpris le public dans ces derniers temps, à savoir : la télégraphie sans fils.

Une limaille métallique tassée dans un tube de verre, seule ou mêlée d'une poudre isolante, peut offrir une conductivité résultante si faible qu'un élément Daniell relié, par l'intermédiaire d'un tel tube, à un galvanomètre sensible n'accuse aucune déviation mesurable. Or, si l'on fait passer une étincelle à travers ce tube, si même on se borne à faire éclater une étincelle en dehors et à une assez grande distance du tube, la poudre acquiert une conductivité très notable, qu'elle perd ensuite quand on produit un léger choc sur le tube. L'action découverte par M. Branly s'observe même avec un mélange intime de poudre d'aluminium et de résine fait à chaud, puis ramené à la température ordinaire. Ce mélange, dur et cassant, présente les mêmes propriétés essentielles que les mélanges les plus mobiles.

M. Lodge ([2]) a donné aux tubes de M. Branly le nom de *cohéreurs*. Ce savant a montré qu'ils sont très sensibles aux oscillations hetziennes et il a proposé leur emploi pour révéler ces oscillations.

Enfin M. Marconi ([3]) les a utilisés pour la télégraphie sans fils, dont voici le principe. L'appareil expéditeur est constitué essentiellement par un excitateur de Hertz muni d'un fil conducteur qui s'élève dans l'air à un niveau élevé, par exemple à 50^m au-dessus du sol. L'appareil récepteur est un tube à limaille de M. Branly, en communication avec un autre fil vertical s'élevant aussi à 50^m au-dessus du sol. Une pile locale

---

([1]) BRANLY, *Journal de Physique*, 3e série, t. I, p. 459, et t. IV, p. 273.

([2]) LODGE, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXVII, p. 94.

([3]) Au sujet de l'invention de la télégraphie sans fils, consulter VOISENAT, Conférence faite à la Société des Électriciens (*Bulletin de la Société internationale des Électriciens*, t. XV, p. 7; janvier 1898); BRANLY, *ibid.*, p. 65; février 1898.

peut agir à travers le tube à limaille, rendu conducteur, sur un appareil télégraphique ordinaire.

Un manipulateur télégraphique quelconque commande l'émission des ondes hertziennes qui, propagées par le fil, sont transmises par celui-ci à l'atmosphère ambiante. Cette propagation se fait d'autant mieux, s'étend d'autant plus loin que le fil atteint un niveau plus élevé. Le fil du poste récepteur concentre et transmet ces oscillations; elles traversent le tube à limaille, le rendent conducteur : la pile locale fonctionne et transmet un signal à l'appareil télégraphique; aussitôt un petit électro-aimant, actionné par la pile locale, fait mouvoir une tige ou marteau qui imprime une secousse au tube à limaille et lui enlève ainsi sa conductivité. L'appareil est revenu à son premier état, il est redevenu apte à transmettre un nouveau signal.

Les appareils sont déjà assez perfectionnés pour permettre la communication à 15^{km} ou 20^{km} de distance.

THÉORIE DE HERTZ. — L'ensemble des faits résumés dans ce Chapitre met hors de doute le fait d'une propagation d'ondes électriques, obéissant aux lois devinées par le génie de Maxwell. En résulte-t-il d'une manière nécessaire qu'on doive adopter les hypothèses sur lesquelles ce savant a édifié sa théorie électromagnétique de la lumière? Évidemment non, et tout autre ensemble d'hypothèses, compatible avec les équations du champ électrique proposées par Maxwell [1], est également acceptable.

Hertz a observé que ces équations sont susceptibles d'être écrites sous une forme très symétrique.

Soient :

f, g, h les composantes du déplacement électrique;
F, G, H celles de l'induction électromagnétique;
X, Y, Z celles de la force magnétique;
ψ le potentiel électrostatique.

[1] *Voir* t. IV, 3e fasc., p. 205 à 224.

On sait que l'on a (¹)

$$(1)\quad \begin{cases} f = -\dfrac{k}{4\pi}\left(\dfrac{\partial\psi}{\partial x} + \dfrac{\partial F}{\partial t}\right), \\ g = -\dfrac{k}{4\pi}\left(\dfrac{\partial\psi}{\partial y} + \dfrac{\partial G}{\partial t}\right), \\ h = -\dfrac{k}{4\pi}\left(\dfrac{\partial\psi}{\partial z} + \dfrac{\partial H}{\partial t}\right). \end{cases}$$

Dérivons la deuxième équation par rapport à z, la troisième par rapport à y et retranchons-les; il vient

$$(2)\quad \frac{\partial g}{\partial z} - \frac{\partial h}{\partial y} = -\frac{k}{4\pi}\left\{\frac{\partial^2 G}{\partial z\,\partial t} - \frac{\partial^2 H}{\partial y\,\partial t}\right\}.$$

D'autre part on a (²)

$$(3)\quad X = \frac{1}{\mu}\left(\frac{\partial G}{\partial z} - \frac{\partial H}{\partial y}\right);$$

d'où, dérivant par rapport à t,

$$(4)\quad \frac{\partial X}{\partial t} = \frac{1}{\mu}\left\{\frac{\partial^2 G}{\partial z\,\partial t} - \frac{\partial^2 H}{\partial y\,\partial t}\right\} = -\frac{4\pi}{k\mu}\left\{\frac{\partial g}{\partial z} - \frac{\partial h}{\partial y}\right\}.$$

Il y a deux autres équations analogues donnant $\dfrac{\partial Y}{\partial t}$ et $\dfrac{\partial Z}{\partial t}$.

En second lieu les composantes du courant dans un diélectrique sont (³)

$$(5)\quad \begin{cases} u_1 = \dfrac{\partial f}{\partial t}, \\ v_1 = \dfrac{\partial g}{\partial t}, \\ w_1 = \dfrac{\partial h}{\partial t}, \end{cases}$$

(¹) *Ibid.*, p. 215.
(²) *Ibid.*, p. 213.
(³) *Ibid.*, p. 214.

et comme on a en même temps

$$(6) \qquad 4\pi u_1 = \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y},$$

on a en définitive

$$(7) \qquad \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y}\right),$$

et il y a deux équations analogues donnant $\frac{\partial g}{\partial t}$ et $\frac{\partial h}{\partial t}$.

Comparons maintenant les équations (4) et (7); on passe des unes aux autres en permutant f, g, h avec X, Y, Z et $-\frac{4\pi}{k\mu}$ avec $\frac{1}{4\pi}$. En admettant les équations de Maxwell, on admet donc essentiellement une loi de réciprocité parfaite entre les actions électriques et magnétiques. Si donc l'expérience nous apprend que, conformément aux vues de Maxwell et aux expériences de Rowland [1], une *convection électrique* équivaut à un courant électrique, c'est-à-dire développe un champ magnétique [équations (7)], la symétrie des équations nous conduit à admettre qu'une *convection magnétique doit produire un champ électrostatique* [équation (4)].

Considérons un solénoïde animé par un courant variable. Quand le courant varie, tout se passe comme si une certaine quantité de magnétisme se déplaçait vers l'une ou l'autre extrémité du solénoïde, suivant que le courant croît ou décroît. Un solénoïde fermé variable représente donc un *courant magnétique fermé* et doit posséder un *champ électrostatique.* Telle est au fond l'hypothèse que Hertz substitue à celle de Maxwell.

Le champ électrostatique prévu par la théorie de Hertz n'a jamais été mis en évidence par des expériences directes. Mais il faut remarquer que le facteur $-\frac{4\pi}{\sqrt{k\mu}}$ du second membre

---

(1) *Ibid.*, p. 195.

de (4) est excessivement grand, puisque $\frac{1}{\sqrt{k\mu}}$ est la vitesse de propagation des oscillations électriques (1). Le champ électrostatique lié au courant magnétique est donc excessivement petit, à moins que le courant magnétique ne soit lui-même excessivement grand, c'est-à-dire à moins que la variation du courant électrique ne soit excessivement rapide, comme cela a lieu, par exemple, dans le cas des oscillations hertziennes.

Pour plus de développements, nous renverrons le lecteur aux Mémoires originaux de Hertz ainsi qu'aux commentaires de M. H. Poincaré (2).

---

(1) *Ibid.*, p. 218.

(2) H. Poincaré, *Électricité et Optique*, t. II (Cours professé à la Sorbonne en 1889-90); Paris 1895. — *Les oscillations hertziennes* (Cours professé à la Sorbonne en 1892-93); Paris, 1894.

CHAPITRE VIII.

DÉCHARGE DISRUPTIVE.

Tubes sans électrodes. — Conductivité propre des gaz raréfiés. — Action d'un champ magnétique sur un tube sans électrodes. — Effet propre des électrodes. — Action de la lumière ultra-violette sur les décharges électriques.

TUBES SANS ÉLECTRODES. — La décharge disruptive s'opérant à travers un gaz paraît être un phénomène des plus compliqués.

Pour s'en convaincre, il suffit de se reporter à l'exposé purement descriptif et très incomplet que renferment d'ordinaire les traités de Physique [1]. L'apparence générale de la décharge disruptive, les propriétés des diverses régions que l'on y distingue changent d'une manière compliquée avec la nature et la pression des gaz, la forme et la nature des électrodes. Ces dernières semblent jouer un rôle particulièrement important, puisque l'aspect même de la décharge est entièrement différent, au voisinage immédiat de l'électrode positive, de ce qu'il est à l'électrode négative et aussi de ce qu'il est dans les régions du gaz éloignées des deux électrodes.

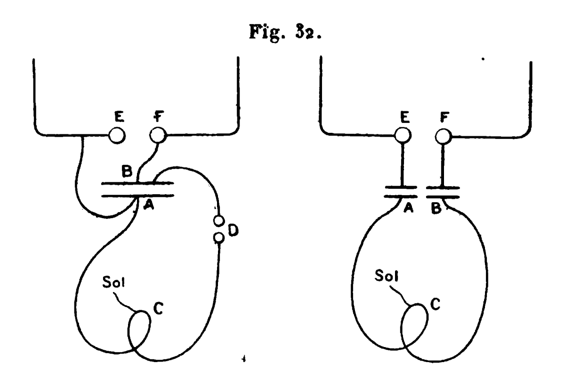
On peut donc espérer que les phénomènes se simplifieront, si l'on parvient à supprimer les électrodes. M. J.-J. Thomson [2] a montré qu'on le peut, grâce aux phénomènes d'induction. Un tube à gaz suffisamment raréfié peut recevoir, par exemple, la forme d'un anneau et être placé à l'intérieur d'une courte

(1) *Voir* t. IV, 1er fascicule, p. 338 à 357; 3e fascicule, p. 261 à 272.

(2) J.-J. THOMSON, *Recent researches in electricity and magnetism*, p. 92; 1893.

bobine, d'une simple spire de fil conducteur C traversée par des décharges; à cet effet l'on emploie l'une des deux dispositions figurées ci-contre (*fig.* 32). L'excitateur EF à boules

Fig. 32.



est placé sur le circuit d'une machine électrostatique. La spirale est traversée par un courant, généralement oscillatoire, à chaque décharge passant en EF. Le condensateur ou les condensateurs AB permettent de faire varier à volonté la capacité du circuit inducteur.

Dans ces conditions la masse du gaz intérieure au tube s'illumine dans toute la portion centrale un peu écartée des parois de verre. L'anneau lumineux uniforme ainsi produit nous révèle que la masse gazeuse raréfiée est soumise à l'induction, et que le phénomène électrique dont elle est le siège a une intensité suffisante pour illuminer le gaz, sauf au voisinage des parois. Celles-ci agissent sans doute surtout par leur masse pour refroidir le gaz en contact immédiat avec elles.

Ainsi la suppression des électrodes a réduit la décharge à une apparence uniforme dans toute l'étendue d'un filet annulaire qui se trouve soumis à des forces électriques identiques. Il n'est d'ailleurs pas indispensable que la force électromotrice agisse en tous les points du tube à gaz raréfié, lequel peut se prolonger en dehors de la région soumise à l'induction. Il suffit que la force électromotrice résultante soit suffisamment grande; ainsi M. J.-J. Thomson a pu produire

l'illumination de tubes atteignant jusqu'à 12 pieds de long.

L'illumination d'un gaz comme l'air ne commence à se produire que pour des pressions de l'ordre de 1^{mm} de mercure; la lumière développée est alors rougeâtre; elle augmente d'éclat et devient blanche pour des pressions voisines de $\frac{1}{200}$ de millimètre par exemple, puis s'affaiblit de plus en plus et disparaît. L'impossibilité de faire passer des décharges dans le vide absolu n'est donc pas essentiellement liée à la présence des électrodes.

Il y a, avec chaque gaz, une pression critique pour laquelle la décharge est la plus lumineuse possible. M. J.-J. Thomson a fait à cet égard les curieuses expériences que voici :

1° Un tube contenant un peu de mercure, et dont l'air a été expulsé le plus complètement possible par la vapeur de mercure, n'est lumineux qu'entre 70° et 160° C. Aux basses températures la pression de la vapeur de mercure est trop faible pour permettre à la décharge de passer; aux températures élevées cette pression est trop forte.

On peut aussi utiliser la propriété des écrans électriques et employer deux ballons concentriques que l'on placera dans la spirale. Le ballon extérieur, à vapeur de mercure, est d'abord à la température ordinaire : il demeure obscur, tandis que le ballon intérieur, qui contient de l'air, s'illumine. La vapeur de mercure à très faible pression n'agit donc pas comme un écran électrique efficace. Si l'on chauffe le système des deux ballons, le ballon extérieur devient un écran effectif : il s'illumine, et le ballon interne ne s'illumine plus. Enfin à une température trop élevée, quand le ballon, où la vapeur de mercure est trop dense, cesse de s'illuminer, il cesse aussi d'être un écran électrique et le tube intérieur s'illumine de nouveau.

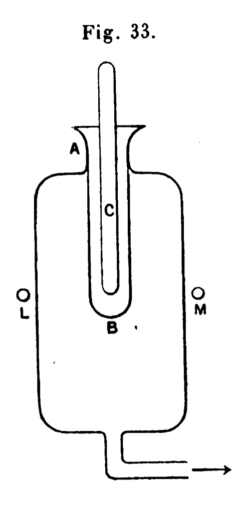
Il résulte de ces expériences qu'on ne peut assigner à un gaz une conductivité propre qu'entre deux pressions limites, et que dans l'intervalle cette conductivité est une fonction complexe de la pression.

CONDUCTIVITÉ PROPRE DES GAZ RARÉFIÉS. — Pour déterminer l'ordre de grandeur de la conductivité que possède un gaz

raréfié et en trouver une évaluation approximative, M. J.-J. Thomson a eu recours à ces mêmes phénomènes des écrans électriques. Deux enveloppes formées de matières conductrices différentes seront équivalentes par leur conductivité quand elles produiront la même protection effective sur un tube à gaz raréfié.

On peut faire usage de l'appareil suivant : un tube sans électrodes B (*fig.* 33) est en communication avec une machine pneumatique. Il présente une sorte de moufle constituée par une éprouvette AB, dans l'intérieur de laquelle se place un tube sans électrodes C. L'appareil est soumis à l'action de la spirale inductrice LM. Par le jeu de la pompe on amène l'air extérieur à une pression, de $\frac{1}{100}$ de millimètre de mercure par exemple, telle que le tube B constitue un écran efficace pour E ; puis, laissant rentrer l'air, on introduit dans l'éprouvette AC de l'eau acidulée qui, remplissant l'intervalle entre B et E, agit à son tour comme écran. On concentre peu à peu cette eau acidulée jusqu'à ce que son efficacité soit jugée égale à celle du tube B. On est ainsi amené à employer une eau acidulée contenant 25 pour 100 en volume d'acide sulfurique. Il en résulterait que la conductivité moléculaire du gaz raréfié serait cinq cent mille fois plus grande que celle de l'acide sulfurique, *c'est-à-dire aussi grande que celle des métaux.*

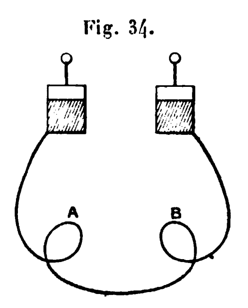
Fig. 33.



Ce résultat, d'apparence absolument paradoxale, a été vérifié par une méthode différente fondée sur la considération de l'énergie dépensée dans ces tubes à gaz. Le circuit de décharge d'un condensateur contient (*fig.* 34) deux spirales A et B pouvant recevoir des tubes à gaz. Si l'on place un seul tube en A, par exemple, celui-ci s'illuminera; mais si l'on place un second tube en B, l'absorption d'énergie produite par ce dernier se manifeste par une diminution d'éclat du tube A.

Étant donnés deux tubes différents placés en A et B, on arrivera toujours à régler la décharge de telle sorte que B, par exemple, s'illumine et que A ne s'illumine pas, mais soit sur le point de s'illuminer. Substituant alors à B un tube B′ contenant un électrolyte, ce tube B′ aura une conductivité résultante égale à celle de B, s'il absorbe la même quantité d'énergie, c'est-à-dire si A se trouve encore à la limite où il va s'illuminer. Cette dernière méthode a confirmé les résultats obtenus par la première.

Fig. 34.



ACTION D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE SUR LES TUBES SANS ÉLECTRODES. — En général, un champ magnétique agit sur une décharge électrique comme il le ferait sur un fil flexible livrant passage au courant. Or les décharges qui traversent les tubes sans électrodes sont oscillatoires : ces décharges seront donc successivement déviées dans les deux sens opposés, et, grâce à la persistance des impressions rétiniennes, la décharge paraîtra se dédoubler dans les portions de l'anneau normales au champ, tandis qu'elle ne se dédoublera pas dans les portions parallèles au champ.

Cet effet n'est d'ailleurs pas le seul que produise le champ magnétique. M. J.-J. Thomson trouve que l'action du champ favorise le passage du courant dans les régions où sa direction coïncide avec celle du courant, c'est-à-dire là où l'action déviatrice est nulle. Au contraire, le champ oppose un obstacle à l'établissement du courant là où sa direction est en croix avec celle du courant, c'est-à-dire là où le champ tend à dévier la décharge.

D'une manière générale, le passage du courant dans les tubes sans électrodes paraît exalter la conductivité propre aux régions qu'il traverse, sans doute par quelque modification moléculaire produite dans le gaz, peut-être par une sorte d'électrolyse, dont les expériences réalisées jusqu'ici ne permettent cependant pas de préciser la nature.

EFFET PROPRE DES ÉLECTRODES. — Il paraît difficile, au premier abord, de concilier la grande conductivité des tubes à gaz raréfiés dépourvus d'électrodes avec la très mauvaise conductivité apparente des tubes de Geissler ordinaires, dans lesquels la pression du gaz est la même. M. J.-J. Thomson a montré que l'électricité semble avoir une très grande difficulté à passer d'un métal à un gaz raréfié ou inversement. Ainsi un ballon à gaz raréfié étant divisé en deux par une cloison métallique étanche (*fig.* 35), la décharge produit deux anneaux lumineux placés de part et d'autre, dans les deux compartiments, et ne paraît pas atteindre le métal.

Fig. 35.

Tous les expérimentateurs qui ont cherché à mesurer la chute de potentiel le long du trajet d'une décharge ont trouvé une chute de potentiel rapide, cathodique ou anodique, tandis que, dans la région moyenne, celle où apparaissent d'ordinaire les stratifications, la chute de potentiel est beaucoup plus lente.

Il serait prématuré d'entrer dans le détail des particularités sans nombre décrites par les divers expérimentateurs qui ont étudié la décharge avec électrodes, notre objet ne pouvant être que de réunir ici des faits déjà ordonnés et reliés entre eux. Nous insisterons seulement sur ce fait que l'illumination des gaz par la décharge ne paraît nullement révéler une température élevée (¹), une véritable incandescence; c'est une phosphorescence ou, comme le dit M. E. Wiedemann, une *luminescence* qui paraît liée à une modification chimique subie par le gaz, sous l'influence de la décharge.

ACTION DE LA LUMIÈRE ULTRA-VIOLETTE SUR LES DÉCHARGES ÉLECTRIQUES. — Au cours de recherches sur les décharges électriques, Hertz (²) découvrit que le passage d'une étincelle entre

(¹) *Voir* Tome IV, 1er fasc., p. 348.

(²) HERTZ, *Wied. Ann.*, t. XXXI, p. 983; 1887.

deux électrodes est facilité par une décharge voisine. Une étude plus attentive lui apprit que cette action est due à la lumière ultra-violette produite par la décharge; car l'interposition d'une lame de quartz, transparente pour les radiations ultra-violettes, laisse subsister l'effet, qui est totalement supprimé par une lame de verre opaque pour les mêmes rayons.

L'action de la lumière ultra-violette s'exerce à peu près exclusivement sur l'électrode négative (1); son effet paraît dépendre essentiellement de la nature du métal dont cette électrode est formée. On peut donc analyser cette action de plus près en supprimant complètement l'électrode positive : on détermine alors la perte de potentiel produite par l'éclairement sur une électrode chargée négativement et l'on constate qu'elle est surtout intense avec le cuivre, le zinc et le platine. MM. Bichat et Blondlot (2) ont montré qu'un courant d'air insufflé sur l'électrode, sans effet quand elle n'est pas éclairée, peut rendre l'effet de la lumière 7 à 8 fois plus grand.

Réciproquement, M. Righi (3) a prouvé qu'un métal à l'état neutre se charge positivement quand on l'éclaire par la lumière ultra-violette, jusqu'à un potentiel limite peu élevé qui serait de $3^{\text{volts}},42$ pour l'or, $2^{\text{volts}},75$ pour le cuivre et $1^{\text{volt}},63$ pour le zinc. Porté à un potentiel positif supérieur, le métal reviendrait lentement, sous l'influence de la lumière ultra-violette, au même potentiel limite.

M. Swyngedauw (4) a expliqué, par l'action de la lumière ultra-violette, la variation que M. Jaumann (5) avait cru constater dans la différence de potentiel minimum nécessaire à la production d'une étincelle dans un excitateur donné, suivant que cette différence de potentiel est obtenue lentement par une machine électrostatique, ou brusquement par

(1) WIEDEMANN et EBERT, *Wied. Ann.*, t. XXXIII, p. 241; 1888.

(2) BICHAT, *Journal de Physique*, 2e série, t. VIII, p. 245; 1889.

(3) RIGHI, *Nuovo cimento*, t. XXIII, XXIV et XXV; 1888.

(4) SWYNGEDAUW, *Thèse de doctorat de la Faculté des Sciences de Paris*, 1897; *L'Éclairage électrique*, mai, juin 1897; *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 295 et 465.

(5) JAUMANN, *Sitzungsber. der Wiener Akad.*, t. XCVII, p. 765.

l'emploi d'une bobine d'induction, par exemple. Si, par des écrans convenables, on protège l'excitateur étudié contre la lumière ultra-violette émanée soit des aigrettes qui peuvent se produire aux divers points du circuit, soit de toute autre décharge électrique voisine, les potentiels explosifs *statique* et *dynamique* se montrent rigoureusement égaux.

CHAPITRE IX.

LES RAYONS CATHODIQUES ET LES RAYONS X.

I. — *Les rayons cathodiques.* — Rappel des expériences de Crookes. — Hypothèse de Crookes. — Discussion. — Expérience de M. Perrin. — Déviations électromagnétique et électrostatique des rayons cathodiques. — Vitesse des rayons cathodiques. — Expériences de M. Lenard. — Autres propriétés des rayons cathodiques. — Afflux cathodique; expériences de M. Villard. — Rayons de M. Goldstein. — Rayons cathodiques diffusés. — Action réductrice des radiations cathodiques.

II. — *Les rayons X.* — Expériences de M. Röntgen. — Les rayons X. — Photographie par les rayons X. — Actions électriques des rayons X. — Comparaison de l'action électrique des rayons X et des rayons ultra-violets. — Expériences de M. Perrin. — Expériences de M. Sagnac. — Rayons secondaires. — Rayons tertiaires, etc. — Expériences de M. Dorn. — Relation des rayons X avec les rayons cathodiques. — Rayons de Becquerel. — Polonium et radium. — Essais d'interférences, de polarisation et de diffraction tentés sur les rayons X. — Leur nature probable.

I. — Les rayons cathodiques.

Rappel des expériences de Crookes. — Sur un seul point relatif aux tubes pourvus d'électrodes, des progrès bien décisifs ont été obtenus dans ces dernières années. Ils ont leur origine dans des faits que nous avions déjà signalés (1) et que nous allons rappeler sommairement.

Hittorf (2) avait annoncé et M. Crookes (3) a montré après

---

(1) *Voir* Tome IV, 1er fasc., p. 338 à 357; 3e fasc., p. 261 à 272.

(2) Le premier Mémoire de Hittorf sur la décharge dans les gaz remonte à 1869 (*Pogg. Ann.*, t. CXXXVI, p. 1; *Ann. de Ch. et de Phys.*, 4e série, t. XVII, p. 487; *voir* aussi *Pogg. Ann. Jubelband*, p. 430; 1874, et *Wied. Ann.*, t. VII, p. 553; 1879).

(3) *Voir* Tome IV, 1er fasc., p. 341-345.

lui que, dans un vide assez avancé, l'espace sombre qui environne immédiatement le pôle négatif ou cathode peut s'étendre jusqu'à envahir le tube à vide tout entier. En même temps, les parois du verre opposées à la cathode présentent une vive fluorescence jaune qui paraît limitée à l'extrémité de trajectoires à peu près normales à la cathode. Nous désignerons ces trajectoires sous le nom de *rayons cathodiques*, proposé par M. E. Wiedemann (¹) et universellement adopté depuis. Nous nommerons, pour abréger, *tube de Crookes* un tube où l'air est suffisamment raréfié pour que les rayons cathodiques puissent y développer la fluorescence.

Dans une série de belles recherches, M. Crookes a montré que les rayons cathodiques développent non seulement la fluorescence des parois, mais aussi celle de pierres précieuses et de diverses autres substances placées sur le parcours des rayons; que ceux-ci se propagent en ligne droite, et qu'un écran métallique interposé porte son ombre sur la paroi fluorescente; que, concentrés en un foyer, ils peuvent y développer une quantité de chaleur suffisante pour fondre le platine, enfin qu'ils sont susceptibles de développer des actions mécaniques remarquables.

M. Crookes avait aussi cru constater que deux rayons cathodiques se repoussent; mais son expérience, qui n'était pas concluante, fut interprétée différemment par MM. Wiedemann et Ebert (²). En revanche, M. Crookes établit, sans contestation possible, que les rayons cathodiques sont déviés par l'aimant dans le sens même où serait dévié le courant qui les produit.

HYPOTHÈSE DE CROOKES. — En rapportant les expériences de M. Crookes, nous n'avons pas insisté sur l'interprétation qui fut proposée par ce savant. Pour M. Crookes, les rayons cathodiques manifestent l'existence d'un quatrième état de la matière (³), caractérisé par l'indépendance absolue des molé-

(¹) E. WIEDEMANN, *Wied. Ann.*, t. XX, p. 757; 1883.

(²) E. WIEDEMANN et H. EBERT, *Ueber angebliche Abstossung parallelen Kathodenstrahlen* (*Wied. Ann.*, t. XLVI p. 158; 1892).

(³) CROOKES, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 5ᵉ série, t. XIX, p. 195 et t. XXIII, p. 378; 1880-81.

cules, devenues capables de parcourir de longs espaces sans dévier de la ligne droite. Pour désigner ce nouvel état de la matière, M. Crookes a proposé le nom d'*état radiant* imaginé par Faraday et déjà employé par lui pour représenter une conception analogue ([1]).

Précisant l'hypothèse de la matière radiante pour la mettre en accord avec la théorie cinétique des gaz ([2]), Crookes admet que l'espace obscur autour de la cathode mesure le chemin moyen qu'une molécule, électrisée négativement au contact de la cathode, peut parcourir librement sans rencontrer d'obstacle. La lumière qui entoure l'espace cathodique obscur, dans les tubes insuffisamment épuisés, la fluorescence des parois, les effets calorifiques et mécaniques observés par M. Crookes résultent de l'arrêt des molécules radiantes soit par le gaz environnant, soit par les parois ou par les obstacles de diverse nature que ces molécules rencontrent. Tous ces effets témoignent de l'intensité du *bombardement moléculaire*.

Cette interprétation de M. Crookes ne fut accueillie par les physiciens qu'avec beaucoup de réserve. Elle constituait alors une hypothèse presque gratuite, et, malgré les efforts de toute une génération de physiciens, elle soulève encore une multitude de questions dont la solution expérimentale est loin d'être complète.

DISCUSSION. — Envisagée en bloc et dans ce qu'elle a d'essentiel, l'interprétation de M. Crookes revient à attribuer l'énergie des rayons cathodiques à un phénomène de convection. Si l'on repousse cette théorie, on sera forcément conduit à transporter le siège de l'énergie radiante dans l'éther lumineux lui-même, et à considérer les rayons cathodiques comme des radiations proprement dites, dont il resterait d'ailleurs à préciser la nature. Cette dernière conception était adoptée naguère par la plupart des physiciens allemands.

Sans nous astreindre à suivre l'ordre historique et sans entrer dans le détail un peu confus d'expériences parfois con-

([1]) Dr Bence Jones, *Vie et Lettres de Faraday*.

([2]) *Voir* Tome II, 3e fasc., p. 139 et suivantes.

tradictoires, nous nous bornerons à signaler les principales objections faites à l'hypothèse de Crookes, et à enregistrer à mesure les faits acquis les plus importants.

Goldstein ([1]), dont les expériences sont contemporaines de celles de Crookes, observe déjà qu'à toute pression la longueur de l'espace obscur cathodique est très supérieure au chemin moyen moléculaire tel qu'on le calcule d'après la théorie cinétique des gaz; l'écart peut, dans des circonstances particulières, être dans le rapport de 150 à 1, par exemple, et la probabilité pour qu'une seule molécule gazeuse pût franchir un tel espace sans être déviée serait de l'ordre 10^{-65}. Il faut toutefois observer que, d'après l'hypothèse de Crookes, les molécules radiantes sont *électrisées* et par suite sont lancées par la cathode avec une vitesse très supérieure à celle qui convient aux molécules gazeuses à la même pression. L'objection de Goldstein n'est donc pas péremptoire.

Mais est-il possible de communiquer aux molécules d'un gaz une électrisation suffisante pour qu'elles se trouvent lancées avec de telles vitesses? On sait que les phénomènes de convection lente que l'on observe d'ordinaire et auxquels on attribue le vent électrique par exemple ([2]), paraissent dus à peu près exclusivement aux poussières atmosphériques, non aux molécules gazeuses elles-mêmes. Il n'est donc nullement prouvé que les molécules soient susceptibles de transporter des quantités d'électricité notables sans être en même temps profondément modifiées dans leur structure intime.

EXPÉRIENCES DE M. PERRIN. — Au reste, avant de discuter la manière dont l'électricité pourrait être transportée par les rayons cathodiques, le premier fait à établir est la réalité du transport d'électricité par ces rayons. La démonstration en a été faite récemment par M. Perrin ([3]), grâce à une expérience des plus élégantes.

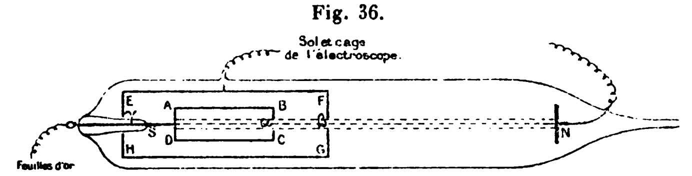
([1]) GOLDSTEIN, *Monatsberichte der Berliner Akad.*; 1880.

([2]) *Voir* Tome IV, 1er fasc., p. 329 et suivantes.

([3]) PERRIN, Thèse de doctorat, Paris, 1897; *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. XI, p. 496.

Un tube de Crookes dont la cathode est en N (*fig.* 36) contient un cylindre métallique EFGH, en communication permanente avec le sol, et qui sert d'anode. Ce cylindre est fermé, sauf deux petites ouvertures en β et γ, et possède, par conséquent, les propriétés d'un écran électrique parfait. A l'intérieur de EFGH se trouve un second cylindre métallique ABCD présentant en avant une ouverture α et communiquant par un fil s à un électroscope dont la cage est aussi en communication avec le sol. ABCD est protégé par EFGH contre toute influence extérieure.

Fig. 36.



Les ouvertures α et β livrent passage à un pinceau de rayons cathodiques dont la charge, si elle existe, doit pénétrer à l'intérieur du cylindre ABCD et agir sur l'électroscope. Or celui-ci accuse nettement une déviation par de l'électricité négative.

Si l'on place le tube de Crookes entre les pôles d'un électro-aimant, les rayons cathodiques peuvent être déviés de telle sorte que l'ouverture β ne livre plus passage à aucun rayon; aussitôt l'électroscope cesse de se charger.

Cette expérience remarquable a été en quelque sorte retournée par M. J.-J. Thomson ([1]). Ce physicien a donné au tube de M. Perrin une forme telle que les rayons cathodiques ne peuvent atteindre l'orifice α qu'à la condition d'être déviés par un aimant : l'électroscope ne se charge plus que quand les rayons cathodiques sont déviés.

Aucun doute ne peut donc subsister sur la réalité des charges invoquées par la théorie de Crookes. Nous allons d'ailleurs manifester d'autres effets de ces charges.

DÉVIATIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUE ET ÉLECTROSTATIQUE DES RAYONS CATHODIQUES. — Si l'on admet avec Rowland ([2]) que la convec-

([1]) J.-J. Thomson, *Cathode rays.* (*Phil. Mag.*, 5e série, t. XLIV, p. 294; 1897).

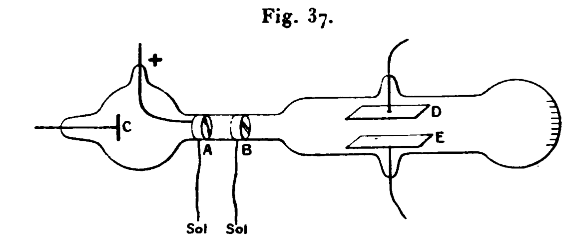
([2]) *Voir* Tome IV, 4e fasc., p. 195.

tion électrique produit les effets magnétiques d'un courant, on comprendra que les rayons cathodiques doivent éprouver la déviation électromagnétique observée par Crookes. Des charges négatives s'éloignant de la cathode équivalent en effet à un courant dirigé vers la cathode.

Mais on devait s'attendre aussi à ce que les rayons cathodiques soient sensibles à l'action d'un champ électrostatique. MM. Goldstein (1), Majorana (2), Perrin (3) avaient constaté dans diverses conditions la répulsion subie par les rayons cathodiques au voisinage d'une autre cathode ou leur attraction par une anode. Mais, jusqu'à ces derniers temps, on n'avait pas réussi à manifester nettement et à mesurer l'action exercée sur eux par un champ proprement électrostatique. C'est ce qui a été récemment réalisé presque simultanément par MM. J.-J. Thomson (4), Willy Wien (5) et Lenard (6). Voici la disposition employée par M. J.-J. Thomson.

Un tube de Crookes (*fig.* 37) présente une cathode C et

Fig. 37.



une anode A annulaire percée d'une fente et en communication avec le sol. Un second anneau métallique B, aussi en communication avec le sol, présente une seconde fente qui achève de délimiter un pinceau très délié de rayons catho-

(1) GOLDSTEIN, *Ueber scheinbare Abstossung gleichgerichteter Kathodenstrahlen* (*Verhandl. der phys. Gesell.*, Berlin, t. XI, p. 8; 1890).

(2) MAJORANA, *Rendiconti dell. Accad. dei Lincei*, 1897.

(3) PERRIN, *Thèse de doctorat*, p. 11; 1897.

(4) J.-J. THOMSON, *loc. cit.*, p. 296.

(5) WILLY WIEN, *Die electrostatischen Eigenschaften der Kathodenstrahlen* (*Verh. der phys. Gesell. in Berlin*, t. XVI, p. 165; 1897).

(6) PH. LENARD, *Ueber electrostatischen Eigenschaften der Kathodenstrahlen* (*Wied. Ann.*, t. LXIV, p. 279; 1898).

diques. Au delà se trouvent deux plateaux D et E d'aluminium entre lesquels on peut établir une différence de potentiel, de 200 volts par exemple, à l'aide d'une batterie d'accumulateurs. On constate la déviation du pinceau cathodique par le déplacement de la tache fluorescente sur une échelle collée à la partie postérieure du tube. Ce déplacement a lieu vers le plateau positif. La charge négative des rayons cathodiques est donc soumise à l'action du champ. Celle-ci s'exerce dans le sens prévu; elle est bien proportionnelle à l'intensité du champ.

L'expérience ne réussit que si le vide est poussé très loin. Les rayons cathodiques ont, en effet, la propriété curieuse de communiquer au gaz qu'ils traversent une certaine conductivité grossièrement proportionnelle à la pression et dont l'effet s'oppose à la conservation du champ électrostatique.

On peut observer dans cette expérience une apparence déjà découverte par M. Birkeland (1) dans l'expérience de la déviation électromagnétique des rayons cathodiques, à savoir la décomposition de la bande fluorescente non déviée en plusieurs bandes brillantes diversement déviées séparées par des espaces relativement sombres. M. Birkeland a interprété son expérience par l'hypothèse d'une complexité des rayons cathodiques, bien en harmonie avec les variations considérables de propriétés que présentent d'ordinaire les faisceaux cathodiques, suivant l'état du tube qui les produit.

VITESSE DES RAYONS CATHODIQUES. — M. J.-J. Thomson avait essayé de mesurer directement la vitesse des rayons cathodiques (2). A cet effet, deux portions de paroi fluorescentes étaient disposées respectivement à 15^{cm} et à 25^{cm} de la cathode d'un tube cylindrique, et recouvertes de noir de fumée, sauf sur deux bandes étroites en ligne droite l'une avec l'autre. On excitait le tube par des décharges intermittentes, et l'on cher-

---

(1) Birkeland, *Sur un spectre des rayons cathodiques* (*Comptes rendus*, t. CXXIII, p. 492; 1896).

(2) J.-J. Thomson, *On the velocity of the cathode rays* (*Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXVIII, p. 358; 1894).

chait à évaluer la vitesse de propagation en observant, dans un miroir tournant, le déplacement relatif des deux bandes. M. J.-J. Thomson avait ainsi trouvé une vitesse de 190^{km} par seconde.

Ce qu'on mesure réellement dans cette expérience, c'est la durée qui s'écoule entre l'apparition de la phosphorescence en deux points du tube différemment éloignés de la cathode. Or cette durée ne peut être confondue avec la durée de propagation qu'à la condition d'admettre que la phosphorescence est rigoureusement instantanée ou du moins qu'elle exige le même temps pour se produire en différents points où la radiation cathodique arrive plus ou moins affaiblie. Cette hypothèse, abandonnée aujourd'hui par M. J.-J. Thomson lui-même, est en désaccord avec le résultat de mesures indirectes effectuées tout récemment par MM. J.-J. Thomson (1), Lenard (2) et W. Wien (3).

L'une des méthodes de M. J.-J. Thomson, employée aussi par MM. Lenard et Wien consiste à comparer la déviation électrostatique d'un faisceau cathodique à sa déviation électromagnétique.

Soient m la masse d'une molécule en mouvement, v sa vitesse, e sa charge, F et H les intensités des champs électrostatique et électromagnétique supposés uniformes dans toute l'étendue l du parcours du faisceau cathodique et dirigés perpendiculairement au faisceau.

Considérons d'abord la déviation électrostatique. La masse matérielle m, portant la charge e, est soumise à une force constante Fe. L'accélération de son mouvement dans le sens de cette force est donc $\frac{Fe}{m}$; la vitesse acquise pendant le temps $\frac{l}{v}$ est $\frac{Fe}{m}\frac{l}{v}$; enfin l'angle de déviation θ, toujours assez

(1) J.-J. Thomson, *Cathode rays* (*Phil. Mag.*, 5e série, t. XLIV, p. 302-310; 1897).

(2) P. Lenard, *Ueber die electrostatischen Eigenschaften der Kathodenstrahlen* (*Wied. Ann.*, t. LXIV, p. 278; 1898).

(3) W. Wien, *Die electrostatischen Eigenschaften der Kathodenstrahlen* (*Verh. der phys. Gesell. in Berlin*, t. XVI, p. 165; 1897).

petit pour pouvoir être confondu avec sa tangente sera

$$\theta = \frac{Fe}{m}\,\frac{l}{v^2}. \tag{1}$$

Un raisonnement analogue est applicable à la déviation électromagnétique. L'intensité du courant équivalant à la convection est ve; la force déviatrice est Hve et l'angle de déviation φ est

$$\varphi = \frac{Hve}{m}\,\frac{l}{v^2} = \frac{He}{m}\,\frac{l}{v}. \tag{2}$$

La comparaison des formules (1) et (2) donne

$$v = \frac{\varphi}{\theta}\,\frac{F}{H}, \tag{3}$$

$$\frac{m}{e} = \frac{H^2\theta l}{F\varphi^2}, \tag{4}$$

c'est-à-dire permet de calculer la vitesse du faisceau cathodique et le rapport de la masse matérielle m à la masse électrique e que cette masse matérielle transporte.

On déduit aisément les valeurs de φ et de θ de la mesure des déplacements de la tache phosphorescente sur les parois du tube; on en déduit v et $\frac{m}{e}$.

Le Tableau suivant est extrait du Mémoire de M. Thomson. H, F, e sont évalués dans le système d'unités électromagnétique.

Gaz.	H.	F.		$\frac{m}{e}$.	
Air................	5,5	$1{,}5.10^{10}$	5	$1{,}3.10^{-7}$	$2{,}8.10^{9}$
Air................	5,4	$1{,}5.10^{10}$	5	$1{,}1.10^{-7}$	$2{,}8.10^{9}$
Air................	6,6	$1{,}5.10^{10}$	5	$1{,}2.10^{-7}$	$2{,}3.10^{9}$
Hydrogène.........	6,3	$1{,}5.10^{10}$	5	$1{,}5.10^{-7}$	$2{,}5.10^{9}$
Acide carbonique...	6,9	$1{,}5.10^{10}$	5	$1{,}5.10^{-7}$	$2{,}2.10^{9}$
Air................	5	$1{,}8.10^{10}$	5	$1{,}3.10^{-7}$	$3{,}6.10^{9}$
Air................	3,6	$1{,}0.10^{10}$	5	$1{,}1.10^{-7}$	$2{,}8.10^{9}$

M. J.-J. Thomson a contrôlé ces résultats par une méthode

différente dans laquelle la mesure de la déviation électrostatique est remplacée par la double mesure de la quantité d'électricité transportée par le faisceau cathodique en une seconde et de l'énergie calorifique qu'il peut céder à une soudure thermoélectrique. Il a ainsi obtenu des valeurs de $\frac{m}{e}$ variant de $0,32.10^{-7}$ à 1.10^{-7} et des valeurs de v comprises entre $2,4.10^{9}$ et $1,3.10^{10}$. La nature du gaz contenu dans le tube de Crookes, ainsi que la nature de l'électrode ne paraissent exercer aucune influence spécifique sur les valeurs de v et de $\frac{m}{e}$.

Les vitesses v doivent dépendre de la chute de potentiel cathodique; on voit qu'elles peuvent atteindre jusqu'au tiers de la vitesse de la lumière. D'autre part, la charge $\frac{e}{m}$ de l'unité de masse matérielle est aussi d'une grandeur surprenante. Pour nous en faire une idée plus claire, rappelons que la charge transportée par 1^{gr} d'hydrogène dans l'électrolyse est de 96000 coulombs ou, en nombres ronds, de 10^{4} C.G.S. électromagnétiques. Les charges dont il s'agit ici sont de 700 à 900 fois plus fortes.

Pour rendre compte de l'électrisation des rayons cathodiques, il ne suffirait donc pas, comme l'avait d'abord proposé M. J.-J. Thomson [1], de supposer que le gaz livrant passage à la décharge éprouve une décomposition en *ions* analogues aux ions électrolytiques. Si tant est qu'il y ait une décomposition de la matière du gaz ou des électrodes, susceptible de rendre compte de la convection par les rayons cathodiques, cette décomposition serait bien plus profonde. Elle atteindrait les *ions* eux-mêmes, et nous mettrait en présence de *corpuscules* [2] infimes c'est-à-dire, suivant l'expression de Fa-

---

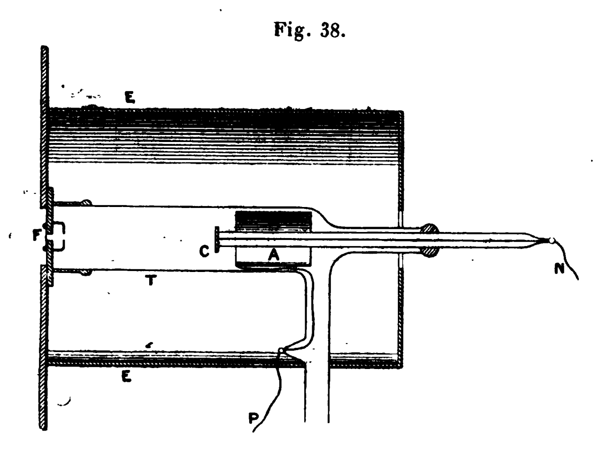
[1] J.-J. Thomson, *Recent researches in Electricity and Magnetism*, Chap. II. *The passage of electricity through gases;* Oxford, 1893. — *On the Velocity of the cathode rays* (*Phil. Mag.* 5e série, t. XXXVIII, p. 358; 1894).

[2] C'est le nom proposé par M. J.-J. Thomson (*Phil. Mag.*, 4e série, t. XLIV, p. 311).

raday et de M. Crookes, en présence d'un état nouveau de la matière aussi éloigné de l'état gazeux que l'état gazeux est lui-même éloigné de l'état liquide.

EXPÉRIENCES DE M. LENARD. — De quelque étonnement que nous frappent de semblables conceptions, il serait illogique de les rejeter *a priori*. Nous poursuivrons donc l'exposé des faits relatifs aux propriétés des rayons cathodiques, pour y chercher de nouveaux criterium. Hertz (1) découvrit en 1883 que les rayons cathodiques sont susceptibles de traverser de

Fig. 38.

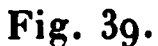


minces couches de métal : ainsi un verre d'urane, doré du côté de la cathode, présente une phosphorescence à peu près aussi intense que s'il était nu. Mettant à profit cette observation, M. Lenard (2) parvint à faire sortir les rayons cathodiques du tube dans lequel ils prennent naissance, et il reconnut qu'ils sont susceptibles de se propager dans des milieux où ils n'auraient pu se produire : l'air à la pression atmosphérique, ou le vide absolu que la décharge électrique ordinaire ne peut traverser.

(1) HERTZ, *Ueber den Durchgang der Kathodenstrahlen durch dünne Metallschichten* (*Wied. Ann.*, t. XLV, p. 28; 1892).

(2) P. LENARD, *Ueber Kathodenstrahlen von atmosphärischen Druck und in äussersten Vacuum* (*Wied. Ann.*, t. LI, p. 225; 1894).

La *fig.* 38 représente l'une des dispositions employées par M. Lenard. Un tube de Crookes dont l'anode est en A, la cathode en C, présente à sa partie antérieure un orifice F de $1^{mm},7$ de diamètre sur lequel est collée une feuille d'aluminium de trois microns d'épaisseur. L'expérience a montré que cette mince feuille peut résister même à la pression atmosphérique et que le vide de Crookes se maintient dans le tube T. Tout l'appareil est protégé par une enveloppe métallique en communication avec le sol.


Fig. 39.



M. Lenard reconnut d'abord que les rayons cathodiques, ainsi conduits hors du tube où ils prennent naissance, conservent les propriétés caractéristiques qu'on leur connaissait déjà, notamment celle de se propager en ligne droite, de produire la fluorescence et d'être déviés par un champ magnétique [1]. La *fig.* 39 montre le dispositif employé pour produire la déviation des rayons cathodiques dans le vide. Le tube U est le tube vide; les rayons cathodiques produits dans un tube de Crookes analogue au tube T de la *fig.* 38, péné-

(1) P. Lenard, *Ueber die Magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen* (*Wied. Ann.*, t. LII, p. 23; 1894).

trent dans le tube vide U par la fenêtre d'aluminium et sont limités par deux écrans successifs, avant d'être soumis à l'action de l'aimant. On observe la déviation des rayons sur un écran phosphorescent M.

Ces expériences parurent décidément contraires à l'hypothèse de la convection. D'une part, les rayons cathodiques, quoique assez rapidement absorbés par l'air à la pression atmosphérique, peuvent cependant s'y propager jusqu'à 30^{cm} de distance, et au delà, tandis que le chemin moyen d'une molécule gazeuse non électrisée serait inférieur à $0^{\mu},1$. D'autre part, quand les rayons cathodiques pénètrent dans le vide d'un tube U, ce vide paraît se maintenir; on ne constate pas d'apport appréciable de matière dans le tube.

Malgré la difficulté d'expliquer la déviation magnétique des rayons cathodiques en dehors de la théorie de la convection, il parut désormais établi que les rayons cathodiques sont des radiations proprement dites, faisant intervenir de quelque manière les phénomènes d'élasticité de l'éther.

Mais cette opinion semble aujourd'hui abandonnée même par ses promoteurs. M. P. Lenard (¹) d'une part, M. Willy Wien (²) de l'autre, ont en effet répété sur les rayons cathodiques *dans le vide* l'expérience de M. Perrin, et ils ont constaté qu'elle réussit comme au sein du tube de Crookes. La convection d'électricité négative par les rayons cathodiques n'est donc pas limitée à l'intérieur du tube de Crookes : c'est une propriété essentielle de ces rayons, dont on ne peut les dépouiller sans les détruire.

M. Lenard (³) a calculé la vitesse des rayons cathodiques dans le vide, en utilisant pour cela la comparaison de leurs déviations électromagnétique et électrostatique. Dans le Tableau suivant, qui résume ses expériences, $\frac{m}{e}$ et v ont la

(¹) P. Lenard, *Ueber die electrostatischen Eigenschaften der Kathodenstrahlen* (*Wied. Ann.*, t. LXIV, p. 279; 1898).

(²) Wien, *Die electrostatischen Engenschaften der Kathodenstrahlen* (*Verh. der Physik Gesell. in Berlin*, XVI, p. 165; 1897).

(³) P. Lenard, *Wied. Ann.*, t. LI; 1894.

même signification que dans les expériences de J.-J. Thomson [1]; δ est la distance explosive correspondant à la différence de potentiel employée dans le tube de Crookes :

δ (cm)	$\frac{m}{e}$.	v.
2,8..........	$1,54.10^{-7}$	$6,7.10^9$
3,2..........	$1,58.10^{-7}$	$7,0.10^9$
3,6..........	$1,57.10^{-7}$	$8,1.10^9$

Malgré la différence des conditions expérimentales, les valeurs de v et de $\frac{m}{e}$ demeurent du même ordre que dans les expériences de M. J.-J. Thomson relatées ci-dessus. M. Wien est arrivé de son côté à des conclusions analogues.

Si l'on admet l'hypothèse de Crookes, les corpuscules matériels qui constituent les rayons cathodiques seraient donc susceptibles de traverser, sans diminution sensible de vitesse et sans perte de charge, des couches métalliques minces, d'épaisseur suffisante pour constituer des écrans électriques parfaits. Nous sommes donc encore conduits à admettre que ces corpuscules sont de dimensions négligeables par rapport aux dimensions des molécules matérielles.

AUTRES PROPRIÉTÉS DES RAYONS CATHODIQUES. — Nous avons déjà eu l'occasion de dire que les rayons cathodiques communiquent aux gaz qu'ils traversent une certaine conductivité électrique. Cette propriété fut découverte par M. Lenard. Il reconnut en effet que les rayons cathodiques issus d'un tube de Crookes à travers la fenêtre d'aluminium jouissent de la propriété de décharger très rapidement un électroscope.

A la même propriété est lié le pouvoir que possèdent les rayons cathodiques de faciliter le passage des décharges électriques dans la région qu'ils traversent. Ce dernier fait était déjà connu de Hittorf.

Les rayons cathodiques ne paraissent contribuer que pour une faible part au transport d'électricité constitué par la dé-

[1] *Voir* ci-dessus, p. 173.

charge. Hertz détermina, à l'aide d'un très petit aimant, la direction des lignes de courant à l'intérieur d'un tube de Crookes plat dans lequel les électrodes étaient placées latéralement et constata que ces lignes croisent en tout sens les rayons cathodiques. Pour fixer les idées, si l'on se reporte à la *fig.* 126 (t. IV, 2e fasc., p. 342) représentant l'apparence de la décharge dans un tube où le vide est peu avancé et dans un tube de Crookes, les lignes de courant continuent à affecter dans ce dernier une forme courbe absolument distincte du trajet des rayons cathodiques et plus ou moins analogue à celle qui est révélée dans l'autre tube par la lueur de l'étincelle.

AFFLUX CATHODIQUE; EXPÉRIENCES DE M. VILLARD (1). — Le mouvement de convection, trahi par les propriétés des rayons cathodiques, ne paraît d'ailleurs pas limité au trajet de ces rayons. D'après M. Villard, les portions de la paroi d'un tube de Crookes éloignées de la cathode envoient à celle-ci un *afflux* dont il est possible de mettre en évidence la charge *positive* par un artifice identique à celui que M. Perrin a employé pour les rayons cathodiques. Les corpuscules formant cet afflux sont repoussés par les parois, toujours électrisées positivement, qui les émettent : l'afflux a donc une tendance à se centrer sur le tube, et son diamètre d'impact décroît de plus en plus à mesure que, le vide étant poussé plus loin, la charge positive des parois devient plus énergique.

Aux points d'impact de l'afflux cathodique la température s'élève, et la cathode peut rougir si elle est suffisamment mince. Les rayons cathodiques partent exclusivement de la région d'impact.

L'afflux cathodique est manifesté par une lueur rose violacé que l'on observe à l'intérieur de l'espace obscur et qui semble implantée sur la cathode. Cet afflux, dont la vitesse est sans doute beaucoup plus faible que celle des rayons cathodiques, est à peu près insensible à l'action d'un champ magnétique.

---

(1) VILLARD, *Journal de Physique*, 3e série, t. VIII, p. 1; 1899.

RAYONS DE GOLDSTEIN. RAYONS CATHODIQUES DIFFUSÉS. — Si la cathode est percée d'un trou en son centre, l'afflux cathodique paraît se prolonger au delà, suivant l'axe du trou; mais les corpuscules constituants ont perdu leur charge. Les nouveaux rayons, ainsi produits, sont électriquement neutres; ils avaient été observés par M. Goldstein [1] qui leur a donné le nom de *Canalstrahlen*.

Pour compléter ces observations et connaître à fond la circulation cathodique, ajoutons que, d'après MM. Villard [2] et Goldstein [3], les rayons cathodiques proprement dits sont diffusés partiellement, sans changer de nature, c'est-à-dire en conservant leurs charges négatives, quand ils rencontrent un obstacle solide quelconque. Cette diffusion, maximum dans la direction qui correspondrait à une réflexion régulière, s'opère pourtant dans tout l'espace situé, par rapport à l'obstacle, du même côté que les rayons cathodiques incidents.

Les rayons cathodiques diffusés sont comparables aux rayons de Lenard [4] (rayons cathodiques transmis).

ACTION RÉDUCTRICE DES RAYONS CATHODIQUES. — M. Goldstein [5] avait déjà observé les changements de coloration qu'éprouvent certains sels (chlorure de sodium, par exemple) placés, à l'intérieur des tubes de Crookes, sur le trajet des rayons cathodiques. MM. Wiedemann et Schmidt [6] avaient interprété ces changements de couleur par un commencement de réduction. M. Villard [7] a pleinement démontré, depuis, l'intensité des propriétés réductrices que possèdent effectivement les rayons cathodiques.

Dans un tube de Crookes, une lame de cuivre oxydée super-

---

(1) GOLDSTEIN, *Ueber eine noch nicht untersuchte Strahlungsform an der Kathode inducirter Entladungen* (*Wied. Ann.*, t. LXIV, p. 38; 1898).
(2) VILLARD, *Journal de Physique*, 3e série, t. VIII, p. 137.
(3) GOLDSTEIN, *Wied. Ann.*, t. LXVII, p. 84; 1899.
(4) GOLDSTEIN, *ibid.*
(5) GOLDSTEIN, *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 371 et t. LX, p. 491; 1895-97.
(6) E. WIEDEMANN et SCHMIDT, *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 618; 1895.
(7) VILLARD, *Journal de Physique*, 3e série, t. VIII, p. 144.

ficiellement est placée, à 15^{cm} par exemple, en face de la cathode : entre cette lame et la cathode est interposé un petit obstacle, aussi en cuivre oxydé. On observe, au bout de quelque temps, que l'ombre cathodique de l'obstacle se manifeste par une impression durable, noire sur fond rouge; partout où ont frappé les rayons cathodiques, l'oxyde noir de cuivre a été réduit et le cuivre métallique est apparu.

L'expérience suivante est aussi très démonstrative : Si la paroi anticathodique d'un tube de Crookes est recouverte intérieurement d'une mince couche de verre vert à l'oxyde cuivrique, ce revêtement se transforme en verre rouge cuivreux sous l'action des rayons cathodiques; de même, le cristal noircit comme au contact d'une flamme réductrice. La réduction du cristal s'opère, même si le vide a été fait dans le tube sur de l'oxygène très pur. Enfin, cette propriété de réduire le cristal appartient même à l'afflux cathodique, aux rayons cathodiques diffusés et aux rayons de Goldstein, *c'est-à-dire à l'ensemble de toute la circulation cathodique*. Elle paraît donc indépendante de l'état d'électrisation des corpuscules en mouvement et ne peut être rapportée qu'à leur nature chimique.

M. Villard observe que les régions d'un tube de Crookes voisines de la cathode présentent toujours le spectre de l'hydrogène. D'autre part, M. Villard n'a pu produire de rayons cathodiques avec un tube de Crookes à électrodes de mercure dans lequel le vide avait été fait, avec un soin extrême, sur le mercure bouillant. Comme la vapeur d'eau est extrêmement difficile à éliminer complètement dans le vide, M. Villard conclut de ce remarquable ensemble d'expériences que *le gaz constitutif des rayons cathodiques est toujours l'hydrogène*. Ce peuvent être aussi, non les molécules de l'hydrogène libre, mais les *corpuscules* constitutifs des molécules de ce gaz, d'après l'idée émise par J.-J. Thomson [1].

II. — Les rayons X.

Expériences de M. Röntgen. — Les rayons X. — Ayant enveloppé de papier noir un tube de Crookes en activité,

---

[1] *Voir* ci-dessus p. 174.

M. Röntgen (¹) reconnut qu'un écran fluorescent au platino-cyanure de baryum, placé dans le voisinage, devenait visible dans l'obscurité. Il existe donc un agent capable de se propager à travers un papier noir absolument opaque pour les rayons cathodiques, pour la lumière de l'arc ou pour celle du soleil, ainsi que pour les rayons ultra-violets émanés de ces sources. C'est à cet agent nouveau que M. Röntgen a donné le nom de *rayons* X.

Ces rayons, décelés par l'écran fluorescent au platinocyanure, diffèrent profondément des rayons cathodiques. *Ils ne sont pas déviés par l'aimant*, ce qui semble exclure toute idée de convection par des molécules matérielles, toute analogie avec un courant électrique. Ce sont de vraies radiations. Susceptibles, comme les rayons cathodiques et comme les radiations lumineuses de se propager dans le vide, les rayons X se distinguent de ces dernières par toute une série de propriétés importantes, par exemple par la propriété *de ne subir ni réflexion, ni réfraction*. Ils forment une classe à part et leur nature est jusqu'ici demeurée très mystérieuse, malgré les efforts réunis de tout le monde savant.

Nous devons insister d'abord sur le pouvoir de pénétration vraiment surprenant des rayons X. On peut interposer, entre le tube dont ils émanent et l'écran fluorescent, un volume de mille pages, une planche de sapin de plusieurs centimètres d'épaisseur sans éteindre la lueur phosphorescente; les métaux eux-mêmes, en couche mince, se laissent pénétrer d'autant plus profondément qu'ils sont moins denses. Une lame d'aluminium de plusieurs centimètres d'épaisseur laisse encore passer les rayons X, tandis qu'une lame de platine de $\frac{1}{50}$ de millimètre suffit parfois pour les arrêter complètement.

Les tissus animaux, chairs ou viscères, sont relativement très transparents pour les rayons X, les os sont beaucoup

(¹) RÖNTGEN, *Sitzungsberichte der Würtzburger physik. medec. Gesell.*, décembre 1895 et mars 1896; *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. V, p. 101 et 189. — *Weitere Beobachtungen über die Eigenschaften der X-Strahlen* (*Sitzungsb. der Akad. der Wissenschaften zu Berlin*, mai 1897); *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. VI, p. 535.

plus opaques. Si l'on place la main entre le tube de Crookes et l'écran, l'*ombre* des os se dessine vivement sur le fond illuminé de l'écran, tandis que les chairs environnantes ap-

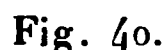


Fig. 40.



paraissent comme une pénombre; un anneau d'or placé au doigt donne une ombre d'un noir absolu (*fig.* 40).

L'origine des rayons X est la tache lumineuse anticathodique, et l'on reconnaît aisément que ces rayons apparaissent en tout point frappé par les rayons cathodiques, et cela que

la substance qui les reçoit soit ou non rendue fluorescente par eux (¹).

Comme les rayons cathodiques et comme les rayons ultraviolets, les rayons X impressionnent les préparations photographiques. On peut donc, pour leur étude, remplacer l'observation de l'écran fluorescent par la photographie. On constate ainsi que les rayons X se propagent *rigoureusement en ligne droite :* toutes les tentatives pour produire avec ces rayons des phénomènes analogues à la diffraction de la lumière ont échoué jusqu'ici. On n'a pu davantage obtenir des phénomènes réguliers de réflexion. Enfin un prisme formé d'une matière transparente pour les rayons X ne leur imprime aucune déviation mesurable. M. Gouy (²) a apporté dans cette dernière expérience toute la précision que comporte l'état actuel de nos instruments : il a démontré que l'indice de réfraction des corps les plus divers, évalué pour les rayons X, *ne peut s'écarter de l'unité de plus de un millionième.*

PHOTOGRAPHIE PAR LES RAYONS X. — Il résulte de là que, en employant une source de rayons X suffisamment réduite, on pourra obtenir des images fluorescentes ou des photographies très nettes des objets plus ou moins transparents pour ces rayons, interposés entre la source et l'écran ou la plaque photographique. Les rayons traversent sans déviation les substances diversement transparentes dont ces objets sont formés et les ombres portées dessinent tous les contours sans leur faire subir la moindre déformation. Il serait impossible de produire, avec le même dispositif, des images nettes d'objets diversement transparents pour la lumière : c'est pourquoi les ombres chinoises ne peuvent être obtenues qu'à l'aide d'écrans complètement opaques.

La photographie par les rayons X (*radiographie*) a reçu

(¹) En même temps, les rayons cathodiques incidents peuvent être partiellement diffusés par l'obstacle (*voir* ci-dessus, p. 180).

(²) GOUY, *Sur la réfraction et la diffraction des rayons de Röntgen* (*Journal de Physique,* 3ᵉ série, t. V, p. 345; 1896).

de nombreuses applications. On peut vérifier le contenu de boîtes absolument closes, distinguer les diamants et les pierres précieuses, en général assez transparentes pour les rayons X, des pierres fausses, qui se montrent opaques; reconnaître les falsifications de matières organiques par l'addition de substances minérales, etc. La *fig.* 41 (p. 186) réunit la photographie ordinaire et la radiographie d'une boîte en bois affranchie contenant un bijou qui apparaît en noir sur la radiographie ainsi que les ferrures métalliques de la boîte.

Mais les applications les plus importantes se rapportent à la radiographie des tissus animaux. La chirurgie en tire un parti précieux pour reconnaître les corps étrangers logés dans ces tissus [(*fig.* 40) montrant une balle coupée en deux sur les os du métacarpe], les fractures et les altérations mêmes du tissu osseux, etc.; enfin les médecins ont appris à compléter leur diagnostic par la radiographie des cavités du corps humain, dans lesquelles un examen attentif révèle, grâce à de légères différences d'impression, les altérations morbides des tissus de divers organes. Ainsi les *fig.* 42 et 43 (*Pl. I*) montrent un thorax normal et un thorax tuberculeux, ce dernier reconnaissable à de nombreuses maculatures dans la région intercostale, etc.

L'anatomie peut aussi utiliser les épreuves radiographiques. Par exemple, la *fig.* 44 (*Pl. II*) montre le système circulatoire d'un fœtus, rendu visible par l'injection intra-artérielle d'un sel minéral très absorbant.

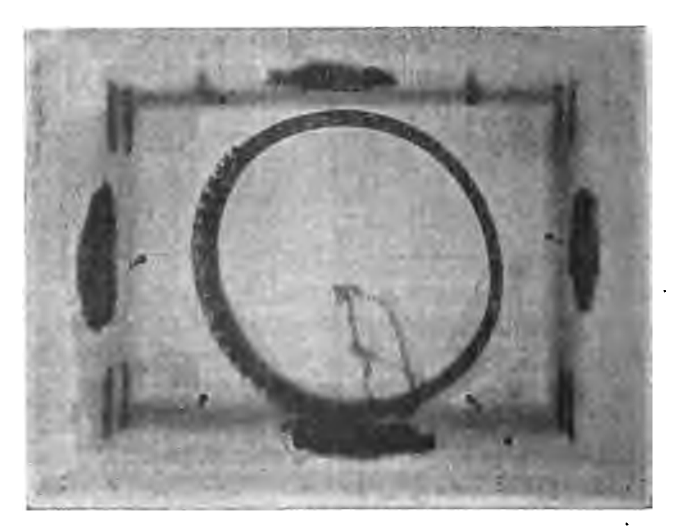
ACTIONS ÉLECTRIQUES DES RAYONS X. EXPÉRIENCES DE M. RIGHI ET DE M. PERRIN. — Les rayons X possèdent, comme les rayons cathodiques, la propriété remarquable de décharger les corps électrisés [1]. Un électroscope à feuilles d'or, chargé positivement ou négativement, se décharge rapidement, quand on

---

[1] BENOIST et HURMUZESCU, *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences*, t. CXXII, p. 235; *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 110. — DUFOUR, *Arch. des Sc. phys. et natur.*, 4e pér., t. I, p. 111; *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 146. — RIGHI, *Rendiconti della R. Acc. delle Sc. di Bologna*, février 1896; *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 147; 1896.

Fig. 41.





Boîte en bois assemblée avec de petits clous en fer.

Photographie à la lumière ordinaire et radiographie montrant le contenu de la boîte.

(Épreuve de M. Albert Londe.)

fait tomber les rayons X directement sur la boule; mais on peut protéger l'électroscope contre toute action électrique provenant des tubes de Crookes, par une cage métallique munie d'une fenêtre en aluminium, perméable aux seuls rayons X : la décharge est presque aussi rapide; une lame de cuivre ou de plomb de même épaisseur substituée à la lame d'aluminium arrête les rayons X et l'électroscope conserve indéfiniment sa charge.

M. Righi a démontré que l'électroscope, soumis à l'action des rayons X, conserve cependant, dans tous les cas, une très faible charge positive.

L'action électrique des rayons X se distingue nettement de toutes les autres actions connues de ces mêmes radiations, par une particularité curieuse. Tandis que la fluorescence et l'action photographique ne se produisent que sur le trajet *rigoureusement rectiligne* des rayons, divers physiciens ont observé que l'action électrique *contourne* des obstacles opaques, c'est-à-dire se produit sur des points que n'atteignent certainement pas les rayons X; cette singularité ne peut logiquement s'expliquer que si l'on attribue l'action électrique à un effet *indirect* des rayons X.

M. Perrin (¹) limite un pinceau de rayons X et le dirige entre les armatures d'un condensateur plan, parallèlement à ses armatures. Le condensateur se décharge, bien que non atteint par les rayons.

La condition pour que la décharge se produise a été découverte par M. Perrin et presque simultanément par M. Righi. Il faut et il suffit que les rayons X passent dans le champ du corps électrisé; en d'autres termes, qu'*ils rencontrent des lignes de force émanées de ce corps;* plus le flux de force intercepté est grand, plus la décharge est rapide.

M. Röntgen (²) a découvert que l'action électrique des rayons X persiste quelque temps après que les rayons ont été supprimés, qu'elle est plus grande si le gaz est en mouvement

(¹) PERRIN, *Thèse de Doctorat,* p. 34.

(²) RÖNTGEN, *Sitzungsb. der Würzburger phys. med. Gesell.;* mars 1896. — Voir *Journal de Physique,* 3ᵉ série, t. V; p. 189.

que s'il est en repos. Le gaz traversé par les rayons X a acquis momentanément les propriétés d'un conducteur.

En quoi consiste la modification à laquelle il les doit?

On ne possède à ce sujet aucun renseignement direct; on en est réduit à des hypothèses.

M. Perrin ([1]) pense que la modification du gaz, même quand c'est un corps simple comme l'hydrogène, consiste en une véritable décomposition électrolytique, une *ionisation* des molécules. Les ions, dont on ne peut d'ailleurs préciser la nature, séparés sous l'influence des rayons X sont chassés dans la direction des lignes de force, et si le champ où agissent les rayons est suffisamment rapproché des conducteurs électrisés sur lesquels se terminent les lignes de force, quelques ions échappés à la recombinaison viennent décharger ces conducteurs.

M. Righi et, après lui, M. Perrin ont reconnu que des isolants solides placés dans le champ, en dehors du trajet des rayons, ralentissent ou suppriment la décharge des conducteurs; mais les isolants eux-mêmes se chargent, d'après M. Perrin, en arrêtant les ions.

COMPARAISON DE L'ACTION ÉLECTRIQUE DES RAYONS X ET DES RAYONS ULTRA-VIOLETS. — De ce qui précède, il résulte que les rayons X et les rayons ultra-violets se comportent, par rapport aux corps électrisés, d'une manière très différente.

Les rayons ultra-violets n'agissent qu'à la condition de *rencontrer une surface électrisée négativement.* Un pinceau de rayons ultra-violets passant entre les armatures d'un condensateur est sans effet; il est encore sans effet s'il ne rencontre que l'armature positive. De plus, l'action, purement superficielle, dépend essentiellement de la nature du métal; c'est une action à la fois *directe* et *élective* ([2]).

Au contraire, l'action primordiale des rayons X a pour siège la masse de gaz au sein de laquelle sont plongés les corps électrisés; des quantités égales d'électricité positive et

---

([1]) PERRIN, *Thèse de Doctorat*, p. 36.

([2]) Voir ci-dessus, p. 162 et 163.

négative y sont libérées simultanément sur le trajet des rayons et, cheminant suivant les lignes de force, viennent agir, aux deux extrémités de ces lignes, sur les corps électrisés où elles se terminent.

Quand les rayons X tombent directement sur un conducteur, des complications nouvelles apparaissent, et l'on a pu croire d'abord à une action directe (1) des rayons X sur le métal électrisé, action qui se superposerait à l'action indirecte du gaz traversé par les mêmes rayons. Nous allons voir cependant que l'action électrique a, même dans ce cas, tous les caractères d'une action indirecte, exercée exclusivement par l'intermédiaire de la masse gazeuse ambiante.

RAYONS SECONDAIRES. EXPÉRIENCES DE M. SAGNAC. — Nous savons déjà que les rayons X, traversant un gaz, le modifient. Si ces rayons rencontrent un corps solide, ils font naître aussi une série de phénomènes nouveaux; par exemple, certains corps deviennent fluorescents, c'est-à-dire qu'ils transforment l'énergie des rayons X en émettant eux-mêmes des radiations visibles, comme ils le feraient sous l'influence de rayons ultra-violets.

MM. Winkelmann et Straubel (2) ont reconnu que la fluorine émet, sous l'influence des rayons X, des rayons invisibles très actifs au point de vue photographique, mais qui se distinguent des rayons X : 1° en ce qu'ils ne peuvent traverser une feuille de papier ou d'étain, que les rayons X pénètrent facilement; 2° en ce qu'ils sont déviés par un prisme de spath fluor : la déviation permet de mesurer leur indice égal à 1,48 et correspondant à une longueur d'onde de $0^{\mu},215$ environ. Ces rayons sont donc des rayons ultra-violets. Le phénomène de MM. Winkelmann et Straubel est une fluorescence obscure.

Enfin, M. Sagnac (3) a découvert que les métaux et, en gé-

---

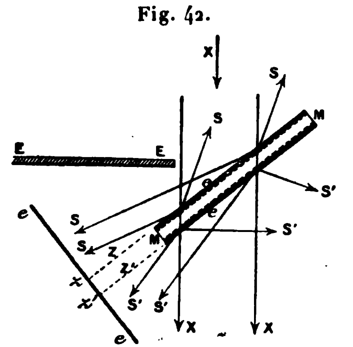
(1) *Effet métal* de M. Perrin.

(2) WINKELMANN et STRAUBEL, *Ueber einige Eigenschaften der Röntgen'schen X Strahlen* (*Jenaïsch. Zeitschrift für Naturw.*, t. XXX, 1896; *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 363).

(3) SAGNAC, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXV,

néral, tous les corps frappés par les rayons X, émettent de nouveaux rayons qu'il appelle *rayons* S ou *rayons secondaires*, jouissant de propriétés analogues à celles des rayons X incidents, mais qui se distinguent des rayons X générateurs en ce qu'ils sont plus rapidement absorbés par les différents corps et en particulier par les gaz : leurs effets dans l'air se manifestent donc surtout à de courtes distances. Ces rayons sont émis *dans toutes les directions* par la face antérieure des corps opaques aux rayons X, par les deux faces des corps transparents pour ces rayons.

Fig. 42.



On peut s'en convaincre par la disposition représentée (*fig.* 42). Les rayons X arrivent dans la direction des flèches X sur une lame métallique M. L'appareil sensible (écran fluorescent *ee*, électroscope ou plaque photographique) protégé par un écran épais de plomb EE contre l'action directe des rayons X, est placé en avant ou en arrière de la lame M de façon à recevoir les rayons disséminés très obliques S ou S′.

Pour établir qu'il ne s'agit pas ici d'une simple diffusion des rayons X, mais d'une transformation réelle, il suffit parfois de constater la rapide absorption par l'air des rayons S, comparée à celle des rayons X incidents; mais on peut aussi varier les expériences d'une manière très intéressante, en prenant successivement pour la lame M une feuille d'aluminium et une feuille de zinc. Si la lame M est de zinc et reçoit les rayons X filtrés à travers la lame d'aluminium, le faisceau disséminé par la face postérieure de M est plus actif que si les rayons X tombent directement sur la lame de zinc et si c'est le faisceau disséminé qui est transmis à

p. 168, 230 et 942, t. CXXVI, p. 36, 467, 521 et 887; t. CXXVII, p. 46 et t. CXXVIII, p. 300 et 546; *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. VIII, p. 65: 1897-99.

travers l'aluminium. S'il n'y avait pas transformation des rayons par diffusion, il serait indifférent de les filtrer avant ou après la diffusion.

Les rayons S possèdent une énergie totale bien inférieure à celle des rayons X excitateurs; toutefois, ils sont faciles à mettre en évidence, car ils sont souvent beaucoup plus actifs que les rayons X pour produire la décharge électrique ou l'impression photographique. Il résulte de là que, les rayons X et les rayons S se trouvant superposés en arrière de l'écran M dans la direction des rayons X incidents, on ne peut, comme l'avaient d'abord proposé divers physiciens (1), fonder sur l'action électroscopique des rayons X un procédé de mesure de leur intensité relative et des coefficients d'absorption des corps qu'ils traversent qu'à la condition de placer l'électroscope assez loin des écrans employés pour que les rayons S soient complètement absorbés par l'air. Aucune autre propriété connue des rayons X, sauf peut-être l'échauffement des métaux qui les absorbent (2), ne peut être substituée dans ce but à l'action électroscopique, car les rayons S possèdent qualitativement les mêmes propriétés essentielles, mais avec une intensité différente, suivant le corps qui les émet. Les résultats dépendraient de la distance, de l'ordre dans lequel sont placés les corps transparents, et il pourrait même arriver que l'effet de l'interposition d'un écran se traduisît, à une petite distance de l'écran, par une augmentation de l'intensité apparente.

L'air lui-même diffuse et transforme les rayons X en diminuant leur pouvoir de pénétration (3), mais cela à un bien moindre degré que les métaux, qui eux-mêmes diffèrent beaucoup les uns des autres sous ce rapport. Il y a donc toute une série de rayons S probablement aussi différents entre eux que le sont les unes des autres les diverses radiations lumineuses.

Les rayons X diffèrent aussi très sensiblement les uns des

---

(1) Benoist et Hurmuzescu, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXII, p. 379. — H. Dufour, *ibid.*, p. 460.

(2) *Voir* ci-dessous, p. 193.

Sagnac, *loc. cit.*

autres, suivant l'état du tube qui les émet. Par exemple, dans certaines conditions (vide peu avancé), les rayons X ne laissent pas apercevoir les os dans l'ombre de la main : les rayons S des métaux tels que le zinc, le nickel sont dans le même cas. Les rayons S n'éprouvent ni réflexion régulière, ni déviation prismatique : il ne semble donc y avoir aucune différence essentielle entre les rayons X et les rayons S; on n'a généralement affaire qu'à des mélanges d'éléments simples, qu'on ne sait pas encore isoler, et qui forment sans doute une série continue.

Aux deux extrémités de l'échelle nous signalerons les les rayons X *ultra-pénétrants* de Röntgen qui traversent plusieurs millimètres de fer, et les rayons secondaires des métaux lourds, tels que le plomb, que quelques millimètres d'air suffisent à affaiblir considérablement.

RAYONS TERTIAIRES, ETC. — M. Sagnac a vérifié que les rayons secondaires S peuvent à leur tour engendrer des rayons tertiaires T encore plus absorbables par l'air, mais jouissant des mêmes propriétés essentielles. Il est vraisemblable que les rayons T sont, à leur tour, susceptibles de produire des rayons quaternaires encore plus éloignés des rayons X primaires, et ainsi de suite; mais les expériences sont vite arrêtées par la faiblesse des radiations et leur extrême absorbabilité.

Comme les rayons X, les rayons secondaires ou tertiaires rendent l'air conducteur. Il en résulte que, lorsque des rayons X frappent directement un métal électrisé, les rayons S émis par ce métal et rapidement absorbés par les couches d'air avoisinantes, libèrent au sein de ces couches de nouvelles quantités d'électricité positive et négative, qui cheminent ensuite le long des lignes de force et activent ainsi la rapidité de la décharge. L'excès de conductivité apparente de l'air dépend de la qualité des rayons S absorbés, par suite de la nature du métal qui les émet; d'où l'*apparence* d'un effet *direct* et *spécifique* des rayons X, sur la décharge du conducteur métallique (*effet métal* de M. Perrin), analogue à celui des rayons ultra-violets [1].

---

[1] *Voir* ci-dessus, p. 189.

EXPÉRIENCES DE M. DORN. — L'absorption des rayons X, d'où dépend la production des rayons S, n'est pas localisée, comme l'absorption lumineuse d'où résulte la fluorescence, dans une couche superficielle très mince. En effet, la surface postérieure d'un écran métallique émet des rayons S, tandis que la fluorescence est limitée à la surface antérieure des corps fluorescents.

M. Dorn (¹) a observé qu'une série de minces lames métalliques exposée à l'action des rayons X s'échauffe sensiblement. A cet effet il a réuni deux tubes de Crookes, dont un seul contient des lames métalliques, par un manomètre de Tœpler. Sous l'action des rayons X, l'index du manomètre se déplace, indiquant un échauffement des lames, d'ailleurs incomparablement plus faible que celui que produiraient les rayons cathodiques excitateurs. Si les lames sont en nombre suffisant pour arrêter complètement les rayons X, on constate ainsi que l'énergie totale afférente à ces rayons est extrêmement petite. Avec deux tubes sans lames métalliques, le même dispositif a permis de constater un échauffement de l'air traversé par les rayons X, échauffement qui cependant n'atteint pas un dix-millième de degré.

D'après M. Sagnac, le mécanisme de l'échauffement observé par M. Dorn serait, en partie du moins, le suivant : l'émission des rayons S ne peut être limitée aux deux surfaces antérieure et postérieure des écrans. Cette émission, corrélative de l'absorption des rayons X, a lieu dans toute la masse absorbante; mais les rayons S émis sont eux-mêmes très absorbables par le corps qui les émet : leur énergie se transforme donc en chaleur au sein du corps, et seuls les rayons émis par deux couches superficielles antérieure et postérieure échappent partiellement à l'absorption et peuvent se propager dans le milieu ambiant. L'expérience montre que l'épaisseur *e* de la couche efficace pour émettre les rayons S varie avec la nature du métal : de 1^{mm} environ pour l'alumi-

(¹) DORN, *Ueber die erwärmende Wirkung der Röntgenstrahlen* (*Wied. Ann.*, t. LXXIII, p. 160; 1897); *Journal de Physique,* 3ᵉ série t. VII; p. 355.

nium, elle se réduit pour l'or à un demi-micron. Pour l'air l'épaisseur e est très grande et sa valeur n'a pu être déterminée.

RELATION ENTRE LES RAYONS X ET LES RAYONS CATHODIQUES. — De même que les rayons S proviennent de la transformation des rayons X et forment avec eux divers mélanges, les rayons X proviennent des rayons cathodiques et sont susceptibles de se propager avec eux.

Au lieu de faire tomber directement les rayons cathodiques sur la paroi de verre fluorescente, on trouve plus avantageux de les concentrer, par l'emploi d'une cathode courbe, sur une lame de platine, inclinée à 45° au voisinage de leur foyer et de recevoir au dehors les rayons X dans une direction normale aux rayons cathodiques incidents. Les tubes ainsi préparés sont connus sous le nom de *tubes focus* (*fig.* 43). La

Fig. 43.

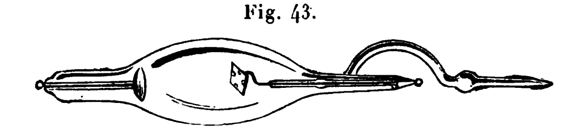


fig. 44 indique la disposition préconisée par M. Colardeau [1]. La section du tube focus proprement dit est très petite; au tube principal est soudé à angle droit un ballon d'assez grande capacité [2]; enfin la paroi de verre, qui absorbe partiellement les rayons X, est amincie le plus possible en face de la lame focus, dans la région qui livre passage aux rayons.

La lame de platine des tubes focus émet des rayons X dans toutes les directions. Ces rayons coexistent donc dans le tube

---

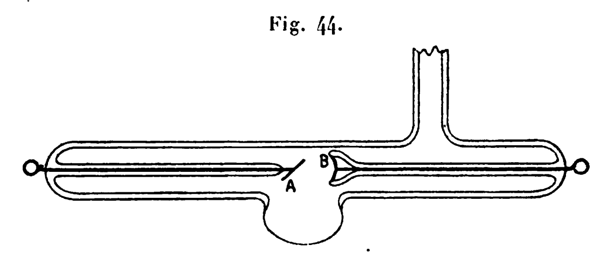
(1) COLARDEAU, *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 542; 1896.

(2) Le gaz du tube de Crookes est lentement absorbé pendant le fonctionnement du tube. La résistance de l'appareil devient progressivement si grande que la décharge ne le traverse plus. On ne peut donc, sans inconvénient, trop restreindre le volume du tube pris dans son ensemble; d'où le ballon latéral ajouté par M. Colardeau.

On construit aussi (Chabaud) des tubes dits *régénérables*, à hydrogène et à électrode de palladium. Quand le tube devient trop résistant, il suffit de chauffer légèrement la lame de palladium pour dégager un peu d'hydrogène et restituer au tube ses propriétés primitives.

avec les rayons cathodiques directs et diffusés et sans doute aussi avec d'autres espèces de radiations. On ne sait encore si la propriété photographique des rayons cathodiques, ainsi

Fig. 44.



que la propriété qu'ils possèdent de rendre l'air conducteur, appartiennent en propre à ces rayons, ou ne seraient pas simplement des effets des rayons X qui s'y trouvent mêlés.

RAYONS DE BECQUEREL. — Puisque la phosphorescence accompagne l'émission des rayons X dans les expériences primitives de M. Röntgen, il était naturel de se demander si l'excitation électrique est nécessaire à leur production, ou si les corps phosphorescents insolés ne jouiraient pas de la propriété d'émettre aussi des rayons X.

Les premiers essais tentés dans cette voie par MM. Ch. Henry [1], Troost [2], Niewenglowski [3], H. Becquerel [4], ont, en effet, montré que le sulfure de calcium peut *quelquefois* émettre des rayons capables d'impressionner une plaque photographique à travers une lame d'aluminium, mais sans qu'il ait été possible de fixer les conditions de succès de l'expérience. Mais, bientôt après, M. H. Becquerel [5] découvrait que les sels d'uranium, *phosphorescents ou non,* et l'uranium métallique lui-même, sont capables d'émettre, dans l'obscurité, et cela sans excitation préalable par la lumière ou par tout autre

(1) CH. HENRY, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences,* t. CXXII, p. 312; 1896.

(2) TROOST, *Ibid.,* p. 564 et 694.

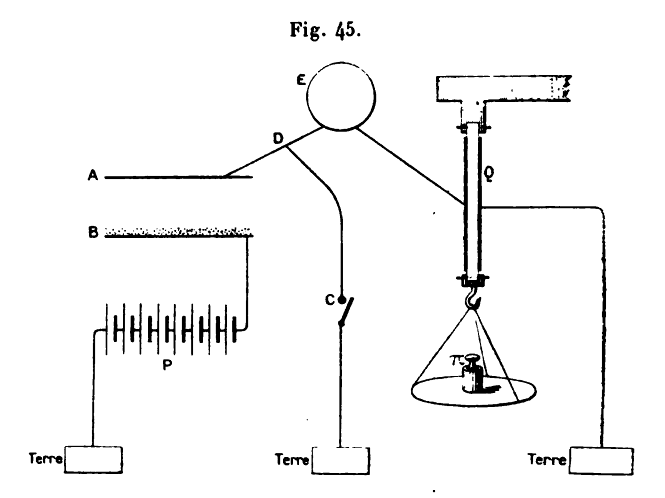
(3) NIEWENGLOWSKI, *Ibid.,* p. 385.

(4) BECQUEREL, *Ibid.,* p. 420, 501, 559.

(5) BECQUEREL, *Ibid.,* p. 689, 762, 1680 et t. CXXIII, p. 855.

agent connu, des radiations analogues aux rayons X : 1° en ce qu'elles impressionnent les plaques photographiques; 2° en ce qu'elles traversent l'aluminium et les métaux; 3° en ce qu'elles déchargent les corps électrisés par un mécanisme analogue, c'est-à-dire en rendant conducteurs les gaz qui leur

Fig. 45.



livrent passage. Des sels d'uranium, maintenus pendant plusieurs mois dans l'obscurité, conservent encore leur propriété.

Les rayons de Becquerel ou *rayons uraniques* ont été étudiés récemment par divers physiciens.

Mme Sklodowska Curie [1] emploie la disposition suivante (*fig.* 45). La substance *radio-active*, finement pulvérisée, est placée sur l'un des plateaux B d'un condensateur AB. Le plateau B est maintenu à un potentiel fixe par une pile P d'un grand nombre d'éléments dont l'un des pôles est à la terre. L'autre plateau A peut être mis en communication avec le sol par un contact C. Il est d'ailleurs constamment relié à un électromètre E et à l'une des armatures d'un quartz piézoélectrique Q [2] dont l'autre armature est au sol.

---

[1] Mme Sklodowska Curie, *Revue générale des Sciences*, 10e année. p. 41; janvier 1899.

[2] *Voir* t. IV, 1er fasc., p. 384.

Si l'on met A en communication avec le sol et qu'on l'isole ensuite, on constate que ce plateau se charge, comme si l'air interposé entre A et B livrait passage à un courant. On tend le quartz piézoélectrique progressivement, de manière à maintenir l'électromètre E au zéro et, connaissant le poids tenseur et le temps de charge, on a tous les éléments nécessaires pour calculer en valeur absolue l'intensité du courant. Avec des plateaux de 8^{cm} de diamètre, écartés de 3^{cm}, et en faisant usage des composés de l'uranium, on obtient des courants de l'ordre de 10^{-11} ampères.

Le courant qui passe entre les plateaux dans cette expérience dépend de la nature du gaz, mais est indépendant du *sens* de la différence de potentiel. Il croît avec la différence de potentiel, d'abord proportionnellement, puis de moins en moins vite et tend vers une certaine limite.

Quand on accroît la distance des plateaux, l'intensité du courant *augmente,* tout au moins entre certaines limites. Cela prouve bien que l'action des rayons, émis par la substance radio-active, s'exerce directement sur l'air et ne produit la décharge des conducteurs que par voie indirecte. Le mécanisme de la décharge serait analogue à celui qui a été décrit pour les rayons X ou, mieux encore, pour les rayons S auxquels les rayons de Becquerel paraissent plus directement comparables.

On observerait les mêmes phénomènes avec les rayons X et leur explication demeurerait la même. Mais, tandis que l'énergie des rayons X a son origine dans un phénomène électrique, la source d'énergie qui entretient la radiation de Becquerel demeure, jusqu'ici, inconnue.

Le pouvoir *radio-actif* de l'*uranium* et de ses composés est *fixe.* Il n'est pas influencé par l'éclairement et ne semble guère varier avec la température.

Les composés du *thorium* jouissent d'un pouvoir radio-actif analogue, obéissant aux mêmes lois et du même ordre de grandeur (1).

---

(1) Mme Sklodowska Curie, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences,* t. CXXVI, p. 1101; Schmidt, *ibid.*, p. 1264.

Mme Sklodowska Curie a étudié systématiquement les divers corps simples ou composés. Les corps renfermant de l'uranium ou du thorium sont *seuls actifs,* et ils sont en général d'autant plus actifs qu'ils renferment plus d'uranium ou de thorium. Le pouvoir radio-actif semble donc appartenir aux molécules mêmes du métal.

POLONIUM ET RADIUM. — En étudiant, à l'aide de son appareil, diverses substances qui contiennent de l'uranium et du thorium (pechblende, chalcolite, autunite), Mme Curie a reconnu que certaines d'entre elles possèdent parfois un pouvoir radio-actif supérieur même à celui de l'uranium pur. Elle en a conclu que ces substances devaient renfermer des métaux plus actifs que l'uranium. Mme Curie et M. Curie d'abord seuls (1), puis en collaboration avec M. Bémont (2), sont parvenus en effet à caractériser deux nouveaux métaux, le polonium et le radium, dont l'activité paraît incomparablement supérieure à celles de l'uranium et du thorium. Guidés uniquement par la propriété qui nous occupe, M. et Mme Curie sont parvenus à concentrer les nouveaux métaux dans des résidus de plus en plus riches, à mesure qu'ils éliminaient un plus grand nombre de métaux étrangers.

Le polonium, découvert le premier, demeure uni au bismuth dont il paraît très voisin par l'ensemble de ses propriétés chimiques. Le radium est analogue au baryum et se trouve précipité avec lui. Les nouveaux métaux n'ont pas été isolés et n'existent peut-être qu'en proportion médiocre dans les produits les plus concentrés qu'on ait obtenus. Ces produits sont cependant déjà 2000 fois plus actifs que les composés correspondants de l'uranium. Déposés sur une feuille d'aluminium battu, au-dessous d'un écran au platinocyanure de baryum, ils communiquent à l'écran une phosphorescence

(1) P. Curie et Mme Sk. Curie, *Sur une nouvelle substance radio-active contenue dans la pechblende* (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXVII, p. 175; 1898).

(2) P. Curie, Mme Curie et Bémont, *Sur une nouvelle substance fortement radio-active, contenue dans la pechblende* (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXVII, p. 1215; 1898).

très sensible, ce que ne font ni l'uranium, ni le thorium. Enfin certains échantillons renfermant du radium sont *spontanément lumineux* et conservent cette propriété sans altération, après avoir été maintenus dans l'obscurité pendant plusieurs mois [1].

Le polonium n'a pu être encore caractérisé au point de vue spectral. Mais, d'après M. Demarçay [2], le radium présente au moins une raie propre de longueur d'onde $0^{\mu},3815$.

ESSAIS D'INTERFÉRENCES, DE POLARISATION ET DE DIFFRACTION TENTÉS SUR LES RAYONS X. INCERTITUDE QUI RÈGNE SUR LA NATURE DE CES RAYONS. — La propriété d'exciter la fluorescence et de produire l'impression photographique rapproche les rayons X des rayons ultra-violets. Il était naturel d'imaginer que ce sont des rayons ultra-violets de très faible longueur d'onde; mais tous les essais tentés en vue de faire interférer les rayons X ou de les diffracter ont échoué jusqu'ici, et n'ont, par conséquent, pu fournir qu'une limite supérieure de la longueur d'onde qu'il serait possible d'attribuer à ces rayons pour rendre compte de l'insuccès des expériences sans renoncer à l'hypothèse vibratoire. Le dispositif le plus précis a été employé par M. Gouy [3] et a donné pour cette limite un nombre inférieur à $0^{\mu},005$, c'est-à-dire au centième de la longueur d'onde moyenne de la lumière verte.

Les rayons X n'éprouvant ni réflexion, ni réfraction, on ne sera pas surpris qu'ils ne puissent être polarisés par les méthodes ordinaires [4]. Il n'est donc rigoureusement prouvé ni que ces rayons vibrent transversalement, ni même qu'ils consistent en vibrations éthérées.

M. Röntgen [5] a proposé de considérer les rayons X comme des vibrations longitudinales de l'éther.

---

(1) P. Curie et Mme Sk. Curie. *Société française de Physique;* séance du 3 mars 1899.

(2) Demarçay, *Sur le spectre d'une substance radio-active* (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* t. CXXVII, p. 1218; 1898).

(3) Gouy, *Journal de Physique,* 3e série, t. V, p. 340.

(4) *Voir* notamment Sagnac, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* t. CXXII, p. 783; 1896.

(5) Röntgen, voir *Journal de Physique,* 3e série, t. V, p. 108.

M. Stokes (1) les regarde comme résultant non de vibrations continues de l'éther, mais d'impulsions ou de pulsations isolées de durée très courte. Ces rayons seraient aux radiations lumineuses et ultra-violettes, ce qu'une succession irrégulière de bruits secs et de durée extrêmement courte serait à un son musical régulier et prolongé.

La conception de M. Stokes a été reliée, par M. J.-J. Thomson (2), à la théorie des rayons cathodiques, fondée sur la convection, que nous avons exposée ci-dessus (3). Considérons un corpuscule négatif en mouvement le long d'un rayon cathodique et supposons qu'il soit arrêté *subitement* par un obstacle imperméable pour lui. En vertu de l'induction, le champ électrique et le champ magnétique du corpuscule ne seront pas anéantis subitement, mais *progressivement* dans une durée θ d'ailleurs excessivement courte, et qui, d'après M. J.-J. Thomson, est égale au temps que mettrait la lumière à parcourir un espace égal au diamètre du corpuscule supposé sphérique. Il en résultera, dans le milieu diélectrique, une onde ou impulsion unique, dont le passage en un point quelconque aura une durée égale à θ et qui occupera le long du rayon une longueur λ.

Si nous supposons maintenant le diamètre des corpuscules très petit par rapport à leur espacement sur le rayon cathodique, les impulsions de durée θ, dues à l'arrêt de chacun d'eux, seront séparées par des intervalles de repos de durée θ ou par des chemins Λ de beaucoup supérieurs à θ et à λ. La série de ces impulsions constitue, pour M. J.-J. Thomson, les rayons de Röntgen.

L'étude des rayons X n'a pas encore été poussée assez loin pour fournir un criterium de ces théories. Que ces rayons consistent en impulsions isolées sans espacement régulier ou en vibrations continues, il semble que les chemins λ ou

(1) STOKES, *Wilde Lecture, Proceed. of Manchester Literary and philosophical Society*, 1897.

(2) J.-J. THOMSON, *A theory of the connexion between cathode and Röntgen rays* (*Phil. Mag.*, 5e série, t. XLV, p. 172; 1898).

(3) *Voir* p. 174.

que la longueur d'onde des vibrations doivent être considérés comme de l'ordre de grandeur des dimensions propres des molécules matérielles, c'est-à-dire comme excessivement courts relativement à la longueur d'onde des radiations connues jusqu'ici. Il en résulte que les molécules matérielles agiront sur ces radiations plutôt comme des obstacles isolés que comme des ensembles cohérents. Les rayons X seront donc aisément absorbés, transformés, diffusés, d'une manière qui dépendra d'ailleurs de la nature des molécules qu'ils rencontrent; mais ils n'éprouveront pas de ces actions, liées à l'élasticité propre des milieux, qui constituent la réflexion ou la réfraction régulières. Ils se propageront en ligne droite, mais plus ou moins affaiblis suivant la masse des obstacles rencontrés. Leur absorption dépendra donc surtout de la densité des milieux qu'ils traversent.

Toutes ces indications sont, en somme, conformes à ce que nous a appris l'expérience; mais il est impossible à l'heure présente d'apporter assez de précision dans leur énoncé, pour en déduire les lois quantitatives, que l'expérience à elle seule finira sans doute par nous révéler.

FIN DU DEUXIÈME SUPPLÉMENT.

TABLE DES MATIÈRES

DU DEUXIÈME SUPPLÉMENT.

PROGRÈS DE L'ÉLECTRICITÉ.

CHAPITRE PREMIER.

Généralités.

CHAPITRE II.

Appareils et méthodes de mesure. — Systèmes d'unités.

CHAPITRE III.

Électrolytes. — Diélectriques.

CHAPITRE IV.

Magnétisme.

CHAPITRE V.

Courants alternatifs. — Moteurs à courants alternatifs.

CHAPITRE VI.

Courants de haute fréquence. — Vitesse de propagation des perturbations instantanées.

CHAPITRE VII.

Oscillations hertziennes.

CHAPITRE VIII.

Décharge disruptive.

CHAPITRE IX.

Les rayons cathodiques et les rayons X.

TABLE DES MATIÈRES,

PAR ORDRE ALPHABÉTIQUE,

DU DEUXIÈME SUPPLÉMENT.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DU DEUXIÈME SUPPLÉMENT.

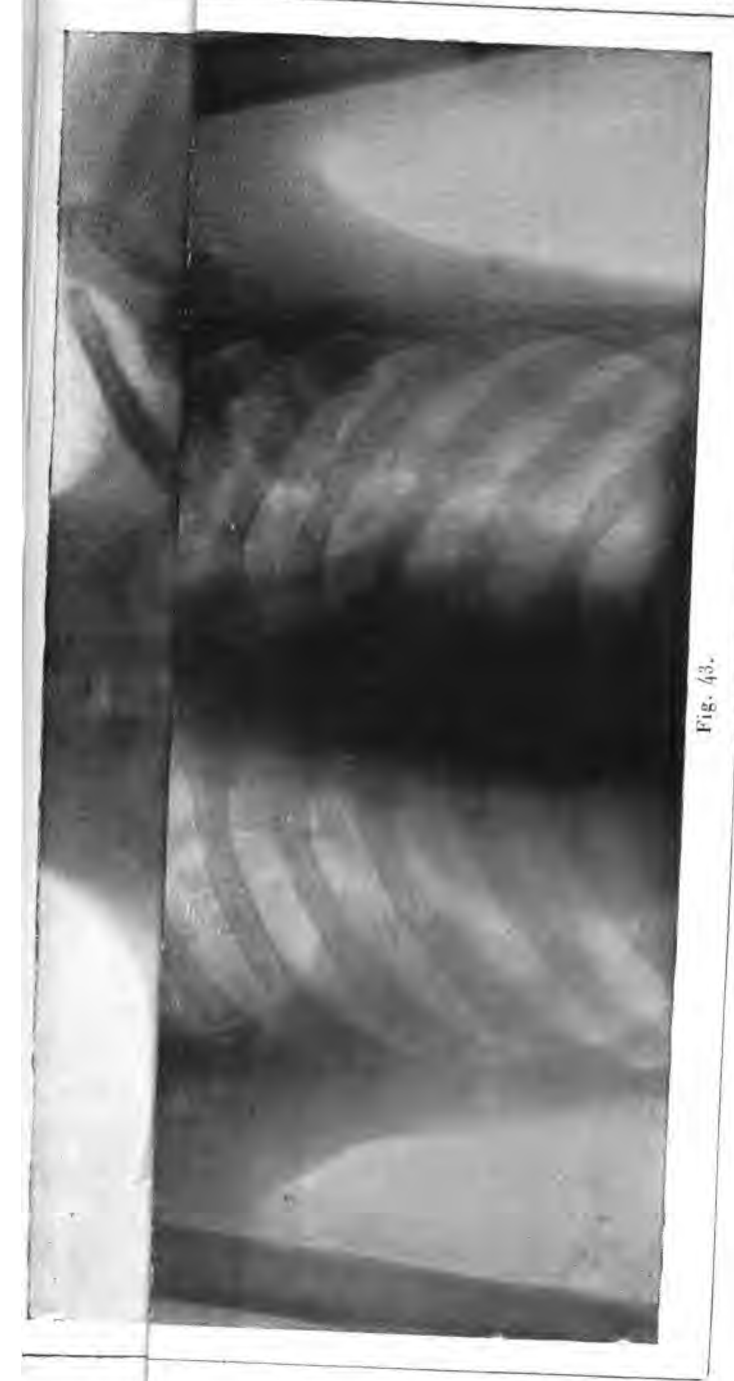
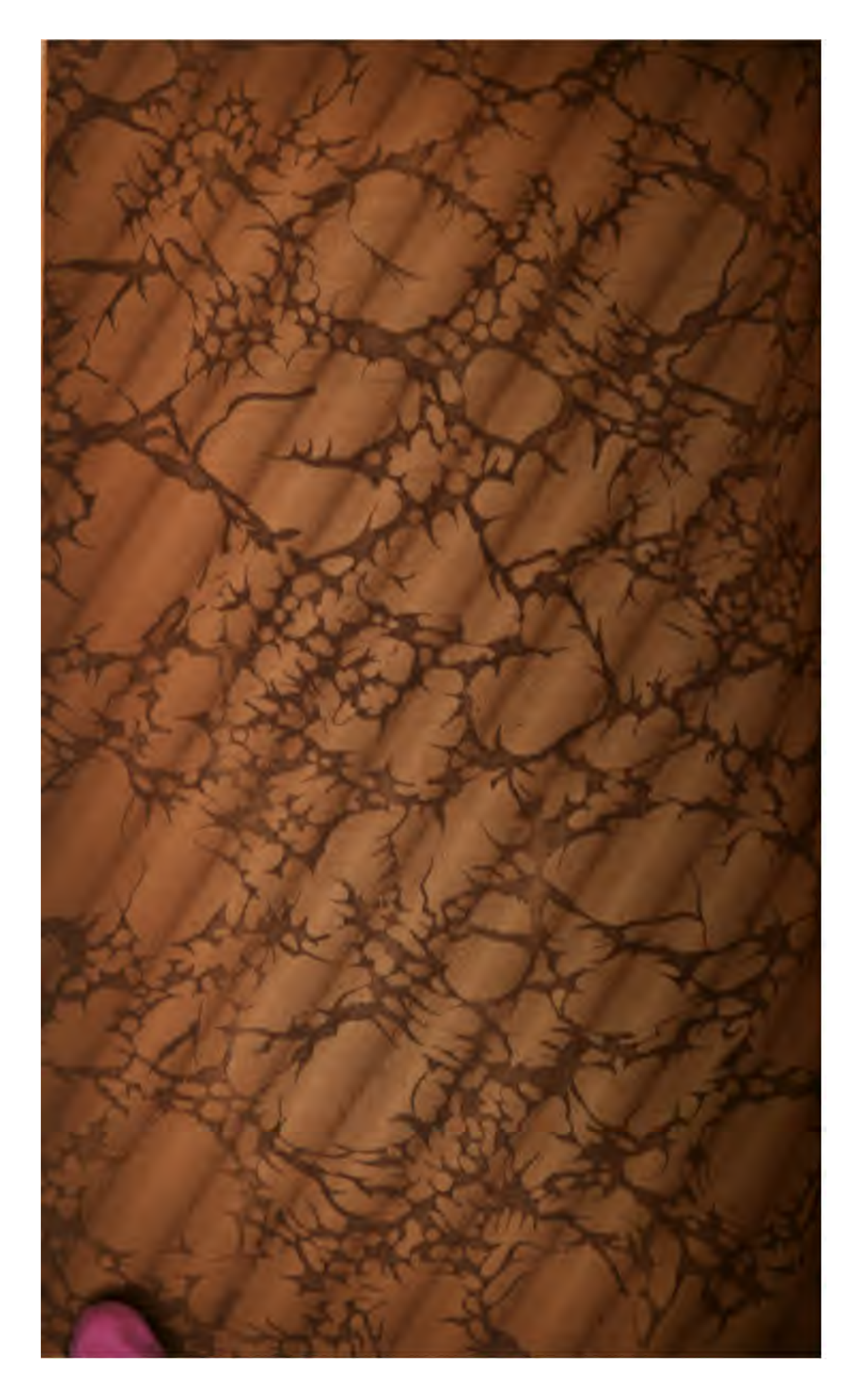
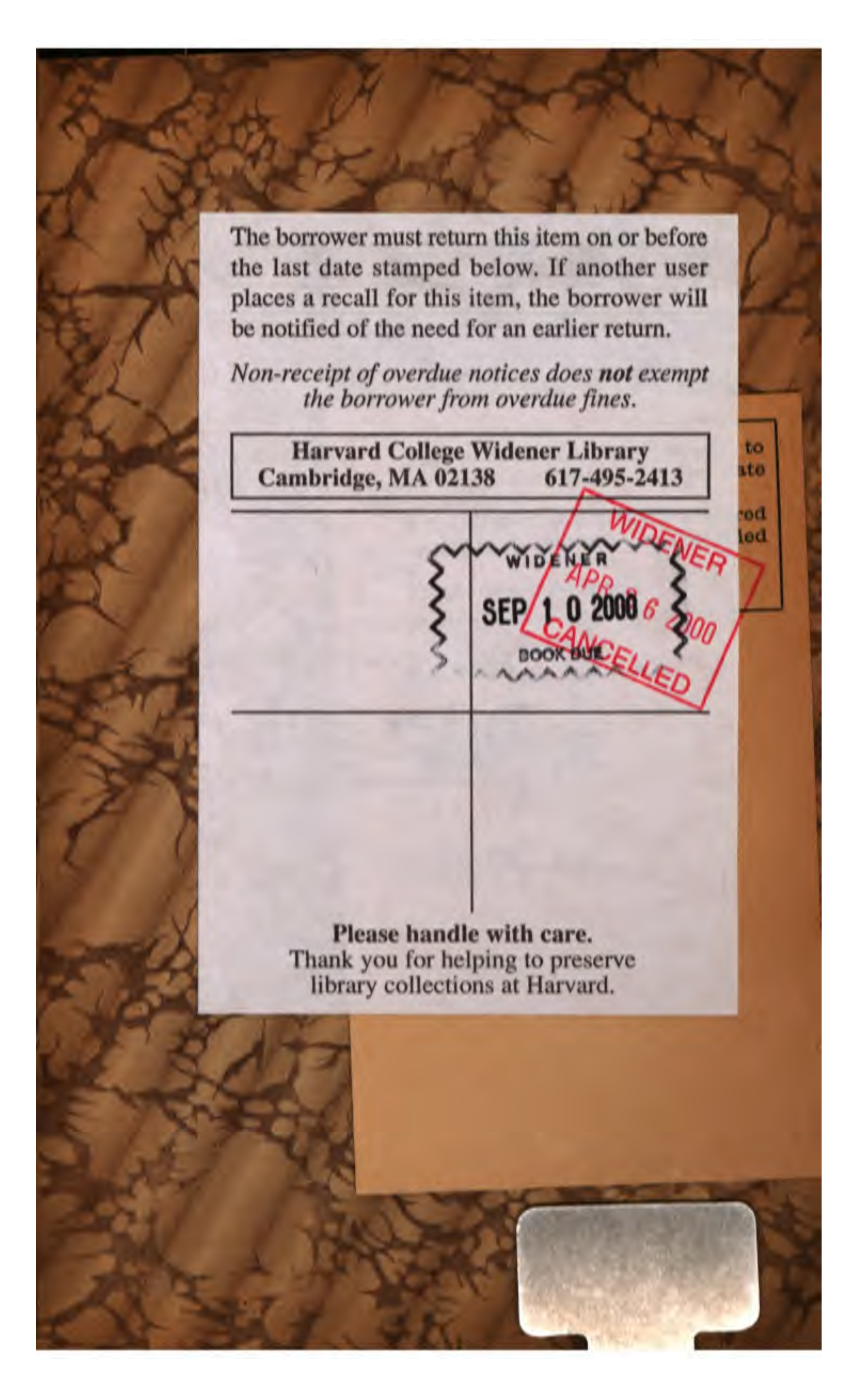


Fig. 43.

Fig. 43.





The borrower must return this item on or before the last date stamped below. If another user places a recall for this item, the borrower will be notified of the need for an earlier return.
Non-receipt of overdue notices does not exempt the borrower from overdue fines.
Harvard College Widener Library
Cambridge, MA 02138 617-495-2413
WIDENER
SEP 1 0 2000
BOOK DUE
WIDENER
CANCELLED
Please handle with care.
Thank you for helping to preserve library collections at Harvard.